Nr 14 (ROK VI 1938. Nr 2.). LWÓW, W GRUDNIU 1938 r.

LWOWSKIE

CZASOPISMO LOTNICZE

PRACE

LABORATORIUM AERODYNAMICZNEGO I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA I MOTOSZYBOWNICTWA POLITECHNIKI LWOWSKIEJ

PRACA INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA i MOTOSZYBOWNICTWA

ORAZ

KOMUNIKAT INSTYTUTU GEOFIZYKI i METEOROLOGII U. J. K.

Dr ADAM KOCHAŃSKI

O krótkookresowym, falowym przebiegu temperatury w wolnej atmosferze do 2000 *m*

Sur les marches ondulatoires de la température de l'atmosphère libre, jusqu'à 2000 *m* d'altitude

Dans le présent travail l'auteur a étudié de plus près le rythme des oscillations de la température, de quelque dizaines de minutes de durée, observées dans l'atmosphère libre au-dessus de terrains non accidentés. L'influence de ces oscillations sur la thermique atmosphérique, ainsi que la structure des mouvements ondulatoires qui causent ces changements, ont également été pris en considération.

L'auteur discute les résultats de 7 séries d'ascensions, comprenant chacune 6 à 12 vols. Ces observations concernent une somme de 20 *h.* 50 *m.* (Tab. I.). Chaque vol durait 15 à 20 minutes et l'intervalle à terre 3 à 7. L'ascension et la descente de l'avion étaient strictement limités à l'extension de l'aérodrome.

Les oscillations de la température de courte durée, observées près de la surface du sol (fig. 4, 5), s'observent également dans l'atmosphère libre. Voyez pour la température les fig. 13, 14 et 15, pour la température potentielle la fig. 28, et pour les différences entre la température observée et la température adiabatique la fig. 29. La fig. 25 permet de constater, que la sensibilité du thermographe était bonne, ce que la comparaison des courbes de la température et de l'humidité relative démontre (fig. 25).

La durée de 26 minutes des oscillations de la température, a été observée le plus fréquemment (40 p. c. des cas). Ensuite celles de 40 et 52 minutes (*P* sur la fig. 21).

Dans chacune des 7 séries des sondages, on a observé à certaines altitudes (différentes suivant la série), des niveaux de la plus grande stabilité, c.-à-d. soit d'une inversion, soit d'isothermie, soit de gradient faible, ainsi que de saut de vent (fig. 6). L'inversion et le saut du vent sont, comme c'est bien connu, les conditions de la formation d'ondes atmosphériques. Admettant que les changements de la température, dus à ces ondes, surviennent adiabatiquement, l'auteur détermine les déplacements verticaux des masses d'air (d'après les différences de la température d'un sondage à l'autre fig. 31).

Les conditions de la formation des ondes atmosphériques et les éléments de ces ondes sont donnés dans les groupes I et II du Tab. VII. Les changements des gradients de la température peuvent aisément produire l'instabilité (*3* et *4* sur la fig. 17 et fig. 18).

L'auteur déduit de ses recherches les conclusions suivantes:

1) Les thermogrammes à la descente peuvent être utilisés à la condition que la descente de l'avion est lente et que le thermographe est très sensible (fig. 2 et 3).

2) La couche d'inversion & isothermie, d'épaisseur variable, monte et descend en forme d'ondes (fig. 7, 8, 29). Cette couche se transforme dans le cours de quelques dizaines de minutes, alternativement, d'inversion en isothermie, gradient faible, inversion.

3) La couche instabile se transforme d'une façon analogue. Lorsque la couche d'instabilité est peu pronocée, elle semble alors dépendre entièrement des couches stables au-dessus et au-dessous d'elle.

4) Le caractère ondulatoire s'observe dans les marches de tous les phénomènes qui dépendent directement de la température: température potentielle, le plafond et l'intensité de la thermique, l'altitude et l'intensité des couches de plus grande stabilité et l'humidité relative.

5) L'auteur démontre l'existence d'une modification de la thermique qu'il dénomme thermique ondulatoire.

6) Les oscillations de la température et des phénomènes dus à des changements de la température, semblent n'être que le produit de mouvements d'ascension et de descente, d'ondes dépendant des inversions. Ces ondes d'une longueur moyenne de 17 *km*, ont varié dans les séries des observations envisagées entre 8 et 30 *km* (fig. 36).

Ces constations permettent d'admettre que l'atmosphère libre est souvent caractérisée par des rythmes dans les phénomènes ondulatoires produisant la dynamique et la thermique des oscillations de courte durée.

Niewątpliwym jest, że atmosfera posiada pewne *tętno* ujawniające się w oscylacjach ciśnienia, wiatru i temperatury o okresach od kilkunastu do kilkudziesięciu minut. Stawia się natychmiast pytanie, czy tętno to — stwierdzone jak dotychczas z obserwacyj przy powierzchni ziemi — jest odczuwalne również w wolnej atmosferze, a specjalnie w temperaturze warstw wyższych. Od wahań temperatury uzależnione są bowiem zmiany pionowych gradientów. Wartość gradientu decyduje zaś — jak wiadomo — o braku, względnie istnieniu prądów pionowych, czy też o zmianie natężenia tych prądów.

Rytmiczne zmiany temperatury mogą w zupełnie prosty sposób wywoływać wahania gradientu. Niech np. na 0 *m* panuje temperatura 10°, na 1000 *m* 3°. Gradient jest wtedy daleki od adiabatycznego i wynosi 0°7/100 *m*. Jednoczesne ocieplenia na 0 *m* o 2° i oziębienia na 1000 *m* o 2°, da już jednak gradient 1°1/100 *m* (12°—1°=11°/1000 *m*) czyli warunki do powstawania termicznych prądów pionowych. Przeciwna zmiana o 2° (8°—5°=3°/1000 *m*), da gradient 0°3/100 *m*, a więc bardzo silne warstwowanie stałe. Do zmienienia gradientu 0°7/100 *m*, na gradient 1°1 i 0°3/100 *m*, wystarczą w warstwie 500-metrowej ocieplenia i oziębienia o 1°. Widzimy, że krótkookresowy rytm temperatury o niezbyt wielkiej amplitudzie ale niezgodnej fazie, reguluje termikę, a więc i szereg zjawisk zależnych od termiki, jak np. wilgotność względną, obłoczność itd.

Z zagadnieniem tętna atmosfery, łączy się ściśle bardzo ważna kwestia *ruchów falowych*. Regularnie pofalowana powierzchnia nieciągłości zalegająca na pewnej wysokości w wolnej atmosferze, posiada zmienną odległość od powierzchni ziemi. W dolinach fal, gdzie odległość ta jest najmniejsza musi panować podciśnienie, na grzbietach fal — nadciśnienie. Jest to niewątpliwie przyczyna krótkookresowych, falowych zmian ciśnienia obserwowanych na dnie atmosfery. Regularne pulsacje wiatru możnaby tłumaczyć zupełnie analogicznie. Jednolite, falowe zmiany temperatury występujące w wolnej atmosferze w warstwach o większej miąższości są najprawdopodobniej też efektem ruchów pionowych związanych z wyżej wspomnianymi falowaniami na powierzchniach nieciągłości. Jest bowiem mało prawdopodobne, by regularne falowania temperatury były spowodowane przez poziomy transport mas na przemian cieplejszych i zimniejszych. Tak samo zmienne usłonecznienie powierzchni ziemi nie sięga — jak wiadomo — zbyt wysoko.

Rytmiczne zmiany temperatury mogą więc być środkiem pośrednim do badania atmosferycznych ruchów falowych. Zjawisko ruchów falowych ma zaś nie mniejsze znaczenie praktyczne, niż wszystkie zagadnienia termiki. Świadczy o tym fakt uzyskania na szybowcu wysokości 8600 *m* nad poziom morza, na tzw. falach stojących.

Wykazanie istnienia rytmicznych zmian temperatury w wolnej atmosferze i wpływu ich na termikę, oraz opis struktury ruchów falowych wywołujących te zmiany, stanowi temat niniejszej pracy. Materiałów obcych, na których możnaby się było oprzeć, brak był zupełny, gdyż powszechnie stosowana metoda przeprowadzania jednego a najwyżej trzech wzlotów w ciągu dnia, nie daje oczywiście żadnych wskazówek. Do zebrania danych trzeba było zorganizować pomiary własne, przy czym zbadane zostały:

okres 18·5 godzin za pomocą 64 sondaży do wysokości 2000 *m*,

okres 3·3 godzin za pomocą 22 sondaży do wysokości 800 *m*.

Okres 18·5 godzin zawiera 5 seryj pomiarowych z 6 różnych dni, okres 3·3 godzin 2 serie z 2 dni.

Krótkookresowe oscylacje niektórych czynników meteorologicznych

Krótkofalowe zmiany temperatury nie są czymś wyjątkowym, gdyż większa część zjawisk atmosferycznych posiada falowy charakter przemieszczania się. Już rejestracje na powierzchni ziemi wykazują, że na krzywe przebiegu dobowego większości czynników meteorologicznych nakładają się drobne falowania o okresie od kilku do kilkudziesięciu minut.

Szczególnie wyraźnie występują tego rodzaju oscylacje na mikrobarogramach i anemogramach. Amplituda tych drobnych wahań ciśnienia nie przenosi zwykle 0,1 *mm Hg*, a okresy mieszczą się między 10 a 90 minutami, przy czym najczęstszym zdaje się być okres 13-minutowy. W przebiegach szybkości i kierunku wiatru obserwuje się natomiast zmiany falowe o najczęstszym okresie dwukrotnie większym, a mianowicie 24-minutowym.

Za najczęstszy okres oscylacji tak w ciśnieniu jak i we wietrze, uważa Shaw [1]) okres od 10 do 20 minut, wyrażając pogląd, że oscylacje o tej frekwencji są naturalnymi oscylacjami całej atmosfery. Przeczą temu wartości cytowane w literaturze, gdzie podawane są okresy tak różne, że musi się przyjąć, iż atmosfera posiada falowania o najrozmaitszym okresie, zależnie od chwilowych warunków, a przede wszystkim temperatury i wiatru. Tak np. dla fal obserwowanych na mikrobarogramach i anemogramach, cytowane są następujące okresy

(τ minut):

	Mikrobarogramy	Anemogramy
Shaw . .	10, 20,[2]) 10, 33, 80—90,[3])	37, 40, 80,[3]) 22·5,[4]) 25—45, śr. 31[5])
Johnsohn[6])	Stacje: Calshot 10, 20, 30, 40, Farnborough 13, Sealand 17, 33, Croydon 10, 20, 30, 33, 40, 50,	
Bull[7])	23	24
Robitzsch[8])	19, 33, 60,	16, 21,
Orkisz[9])	 15—30 30—36 12, 19,	przy przejściu *Stcu* *Acu* *Nb*

Falowania obserwowane na krzywych mikrobarogramów i anemogramów nie są zdaje się niczym innym, jak rejestracją powszechnych w atmosferze grawitacyjnych fal powietrznych tworzących się na inwersjach. Bull stwierdza wyraźnie, że zawsze przy krótkookresowych oscylacjach ciśnienia, występuje w wolnej atmosferze poziomo leżąca inwersja, a falowania na inwersji przenoszą się na dno atmosfery i dają regularne zmiany ciśnienia i wiatru o zgodnej lub odwrotnej fazie i średnim okresie 20 minut. Stwierdzone przez Bull'a fale przenosiły się z *WNW* z szybkością 2,7 *m/sek,* a tworzyły się na wysokości 1200 *m* nad gruntem. Co do oscylacyj wiatru, to według Giblett'a [10]) wiążą się one z tzw. komórkami wiatrowymi, które też są nakryte falistą powierzchnią nieciągłości.

O analogicznych falowaniach temperatury przy powierzchni ziemi i w wolnej atmosferze nie ma na razie szerszych opracowań. W każdym razie, już nawet wyniki sondowań przeprowadzanych co godzinę lub co kilka godzin wykazują, że powierzchnia ziemi nie posiada monopolu na zmiany temperatury i że zmiany te mają największą amplitudę w tropopauzie (Teisserenc de Bort [11]), Bjerknes [12]), Shaw [13]), Dines [14]), urzędowe publikacje instytutów meteorologicznych [15]). Tak np. z dwu przykładów podanych przez Shaw'a widać, że w ciągu dnia istnieją na wysokościach do 20 *km* nieregularne falowania temperatury o najczęstszych okresach 60—70 i 120—150 minut. Amplitudy tych zmian są największe w tropopauzie, gdzie dochodzą do 10°, a w kierunku ku powierzchni ziemi maleją, osiągając na poziomie gruntu wartość zaledwie 3°. W termoizopletach kreślonych przez Bjerknes'a i Palmén'a do wysokości 16 *km,* tam gdzie sondaże oddalone były od siebie o 6 albo więcej godzin, nie widać falowań. Tam gdzie były dane co 2 albo 1 godzinę uwidacznia się silny niepokój termiczny o charakterze falowym. Interesujący przykład podaje Racky [16]) z Lindenbergu, gdzie w ciągu 5 dni przeprowadzano 6 do 8 wysokich sondaży dziennie. Niestety zbadany tym sposobem okres dotyczył wyjątkowego oziębienia a nie warunków spokojnych zmian temperatury, w którychby mogły się rozwinąć regularne oscylacje.

Odnośnie przebiegów dziennych temperatury do 3000 *m,* rozporządzamy kilkoma przykładami pomiarów, robionych za pomocą kolejki górskiej na Zugspitze [17]). Ilość wejść i zejść kolejki jest dziennie dość duża, tak że termoizoplety kreślone za pomocą tych danych są wystarczająco dokładne. Jest rzeczą oczywistą, że specyficzny alpejski teren posiada inne właściwości termiczne niż wolna atmosfera, ale w każdym razie atmosfera w tym terenie wykazuje również krótkie oscylacje

[1]) S. N. Shaw: Forecasting Weather, 2 ed., p. 354. London 1923.

[2]) S. N. Shaw: Manual of Meteorology, Vol. II, p. 391, fig. 214, 215. Cambridge 1928.

[3]) S. N. Shaw: loc. cit. 1, pp. 354—355, fig. 147—149.

[4]) S. N. Shaw: Man. of Meteor., Vol. III, p. 29, fig. 12. Cambridge 1930.

[5]) S. N. Shaw: The drama of Weather, p. 112, fig. 39. Cambridge 1933.

[6]) N. K. Johnson: Atmosferic oscillations shown by the microbarograph. Quart. Journ. R. Meteor. Soc., Vol. 55 (1929), pp. 19—28.

[7]) G. A. Bull: Wave motion in the upper air. Meteor. Magazine. Vol. 73 (1938), pp. 231—235.

[8]) M. Robitzsch: Periodizitäten im Gange des Luftdruckes und Lufttemperatur. Arb. d. Preuss. Aeronaut. Observ. Lindenberg, Bd. XIV (1922), pp. 139—141, fig. 1—6.

[9]) H. Orkisz: O drobnych zmianach ciśnienia atmosferycznego. Kom. Inst. Geof. i Meteor. U. J. K., Nr 29 (Lwów 1927).

[10]) M. A. Giblett: The structure of wind over level country. Geoph. Mem. of the Meteor. Office, No. 54, p. 60. London 1932.

[11]) L. Teisserenc de Bort: Étude des variations journalières des éléments météorologiques dans l'atmosphère. C. R., Vol. CXXXIV (1902), pp. 253—256.

[12]) J. Bjerknes and E. Palmén: Investigations of selected european cyclones by means of serial ascents. Geofysiske Publikasjoner, Vol. XII, Nr 2. Oslo 1937.

[13]) Shaw: loc. cit. 2, pp. 110—111, fig. 61, 62.

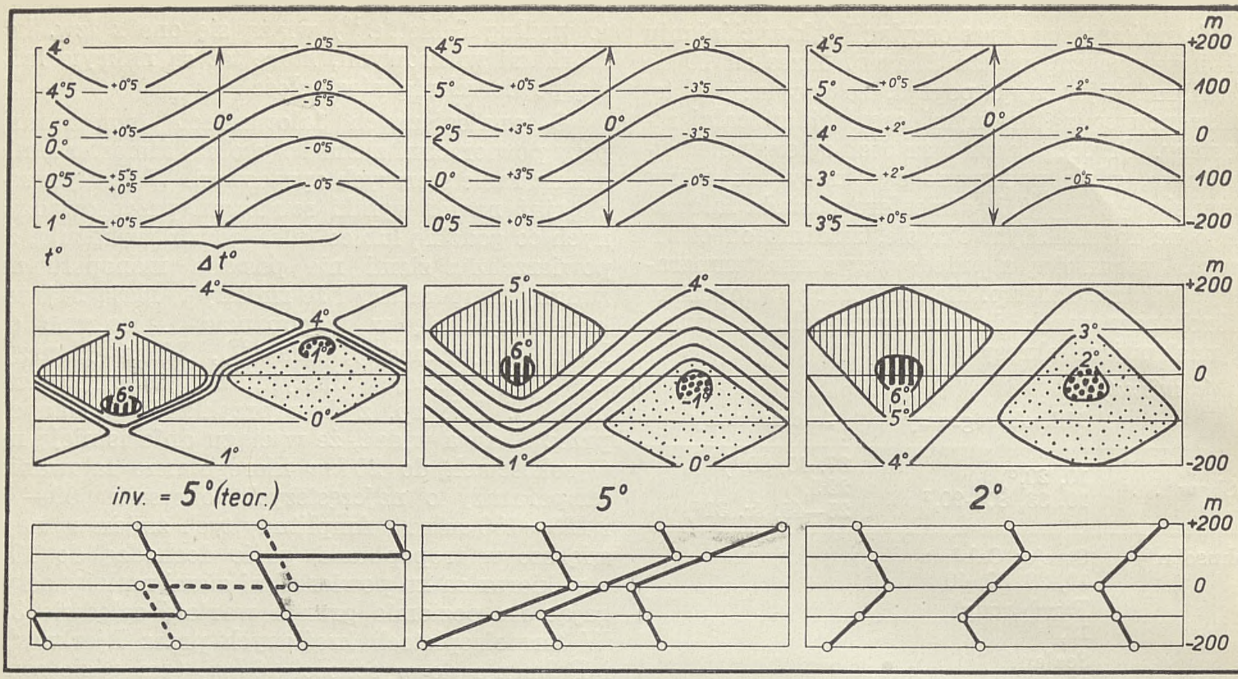
[14]) W. H. Dines: The characteristics of the free atmosphere. Geoph. Mem. of the Meteor. Office, No. 13, p. 57. London 1919.

[15]) Reichsamt für Wetterdienst: Deutsches Meteorologisches Jahrbuch, T. V, Aerologische Beobachtungen (termoizoplety miesięczne dla 10 stacyj, począwszy od r. 1936).

Koninklijk Nederlandsch Meteorologisch Instituut: Ergebnisse aerologischer Beobachtungen (termoizoplety miesięczne dla stacji De Bilt, począwszy od r. 1926).

[16]) N. Racky: Bestimmung schneller individueller Temperaturänderungen in der Atmosphäre. Ann. d. Hydr. u. Marit. Meteor., Bd. LXV (1937), p. 566, fig. 1.

[17]) A. Büdel: Aerologische Zugspitzbahnaufstiege. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XVI (1930), pp. 163—168, fig. 2.



Ryc. 1.

Schematy zmian temperatury, wywołanych pionowymi ruchami falowymi powietrza, w sąsiedztwie inwersyj. U góry: t^0 = temperatury pierwotne, Δt = różnice temperatur przy pionowym ruchu, w którym powietrze ogrzewa się i oziębia adiabatycznie (o $1^0/100$ m). W środku: odpowiednie termoizoplety. U. dołu: odpowiednie emagramy, dla doliny, węzła i grzbietu fali. Wykresy na lewo odnoszą się do inwersji 5^0 o grubości 0 m, środkowe do inwersji 5^0 o grubości 200 m, prawe do inwersji 2^0 o grubości 200 m.

temperatury, uniezależnione od przebiegu dziennego.

Krótkie falowania temperatury, zachodzące na powierzchni ziemi, opisane są zaledwie w kilku wypadkach. Shaw np. w czterech tomach swego *Manual of Meteorology*, podaje jeden tylko przykład falowań na powierzchni ziemi [18]) o nieregularnym okresie 30—120 minut, a amplitudzie 3^0, falowań nie mających zresztą nic wspólnego z przechodzeniem drobnych zimnych frontów. Oczywistym jest bowiem, że przejścia poszczególnych *Cunb*, czy też linij *Cunb* pojawiających się po głównym froncie zimnym, da pseudofalowania temperatury o bardzo dużej nieraz amplitudzie. Kendrew [19]) podaje przykład takich falowań o amplitudzie 6^0 i okresie jedno- oraz dwugodzinnym.

Zupełnie lokalnej natury są też periodyczne wahania temperatury obserwowane na dnie dolin górskich w czasie fenu. Defant [20]) stwierdził tego rodzaju falowania w dolinie Innu, a Robitzsch [21]) we fiordzie Ebeltofthafen na Spitzbergu. W pierwszym wypadku najczęstsze okresy wynosiły 41·5, 24·5 i 14·0 minut. W drugim, okres wynosił 40—50 minut, najczęstsza amplituda 2^0, maksymalna 6^0. Fale te są wynikiem rozdrgania się zimnej warstwy powietrza zalegającego dna dolinne, na skutek akcji silnego górnego wiatru fenowego. Rodzaj rozkołysania się zimnego powietrza dolinnego, umożliwia periodyczną penetrację ciepłego fenu aż do dna doliny. Oba wyżej opisane wypadki fenowe dotyczą fal stojących, tworzących się w atmosferze zamkniętej ścianami dolin górskich.

Zmiany temperatury a fale powietrzne

Ruchy falowe powstające na inwersjach w wolnej atmosferze, rejestrują się nie tylko na dnie atmosfery jako drobne fale ciśnienia i wiatru, ale muszą też wywoływać na danym stałym poziomie, periodyczne zmiany temperatury. Jeśli ruch falowy ogranicza się przy tym do niezbyt grubej warstwy inwersyjnej, to zmiany te wystąpią tylko w tej warstwie. Jeśli natomiast falowania obejmują grubsze warstwy, to w krańcowym wypadku periodyczne zmiany temperatury mogą wystąpić nawet w całej troposferze.

Ryc. 1 ilustruje powstawanie zmian temperatury, na skutek ruchów falowych biorących swój początek na inwersjach. Przyjmijmy, jak to mamy w lewej części ryc. 1, 5-cio stopniową i n w e r s j ę   t e o r e t y c z n ą tzn., że skok temperatury zachodzi na tym samym poziomie. Niech powietrze posiada na różnych wysokościach temperaturę t^0, i niech przy przemieszczaniu się w górę i w dół, oziębia się, względnie ociepla adiabatycznie, tzn. o $1^0/100\ m$. Względem pierwotnej temperatury t^0, będzie się ono różnić o Δt^0. W ten sposób dostaniemy termoizoplety przedstawione w lewej części ryc. 1 w środku, i emagramy w lewej części ryc. 1 u dołu. Odpowiednie wykre-

[18]) Shaw: loc. cit. 4, p. 27, fig. 11.

[19]) W. G. Kendrew: Climate, p. 269. Oxford 1930.

[20]) A. Defant: Periodische Temperaturschwankungen bei Föhn und ihr Zusammenhang mit stehenden Luftwellen. Denkschr. d. Wien. Akad. d. Wiss., Bd. 80 (1906), p. 107.

[21]) Robitzsch: loc. cit. 8, pp. 143—144, fig. 12—15.

sy dla 5^0- i 2^0-stopniowej inwersji rzeczywistej tzn. zachodzącej w warstwie o grubości 200 *m*, mamy w środkowej i prawej części ryc. 1. Widzimy, że przy ruchu falowym tworzą się soczewki inwersyjne, a emagramy zmieniają zupełnie swój wygląd.

Pomiary, które posłużyły mi do następnych rozważań przeprowadzane były w warunkach, w których musiały istnieć grawitacyjne fale powietrzne. Zawsze bowiem występowała na wysokości około 1500 *m* nad gruntem inwersja i skok wiatru. Elementarną teorię tego rodzaju ruchów falowych, oraz — bardzo skąpe jak dotychczas — wyniki obserwacyj innych badaczy, przedstawiłem w osobnym artykule [22]). Należy tylko wspomnieć, że fale powietrzne tworzące się na granicy dwu ośrodków o różnej gęstości i różnych szybkościach, są zjawiskiem zupełnie analogicznym, jak fale wodne.

Zagadnienie atmosferycznych fal grawitacyjnych, postawione jeszcze w r. 1889 przez Helmholtz'a [23]) i kontynuowane w tym samym czasie przez Wien'a [24]), było po tym zupełnie nieuwzględniane. Poza Wegener'em [25]), który w r. 1906 wykazał na kilku przykładach możność stosowania teorii Helmholtz'a do warunków rzeczywistej atmosfery, kwestią tą przez 30 lat nie zajmowano się. Dopiero w latach 1931—1932 ukazało się kilka czysto teoretycznych prac Haurwitz'a [26]).

Od r. 1936 praktyka lotnicza zmusiła do bliższego zajęcia się tym zagadnieniem. Okazało się, że falowym ruchom atmosferycznym towarzyszą prądy pionowe o tak dużych nieraz wartościach, że muszą być one bardzo poważnie brane pod uwagę nie tylko w lotnictwie szybowcowym, ale i motorowym. Krótkie notatki z tej dziedziny (Georgii [27]), Externbrink [28]), Küttner [29]) odnoszą się do jednej odmiany falowań, a mianowicie do tzw. fal stojących, wymuszonych przez górski teren. Notatki te oparte są na doświadczeniach z lotów szybowcowych i opisują głównie linie prądów fal stojących oraz szybkości pionowe.

Można jednak obrać inną metodę, a mianowicie badać wzdłuż stałej linii pionowej zmiany temperatury wywołane przez fale powietrzne, przesuwające się przez tę pionową. Elementy falowania wyznaczamy wtedy co prawda w sposób pośredni, ale za to warunki pomiaru są daleko ściślejsze, aniżeli przy dość dowolnych lotach szybowcowych. To też sposób ten obrałem przy zbieraniu materiału, który posłużył mi do następnych rozważań.

Obserwacje nad tego rodzaju zmianami temperatury wywołanymi przez ruchy falowe, są na razie bardzo nieliczne. Wegener opisując jeden rodzaj fal powietrznych, a mianowicie tzw. fale krótkie, o długości do 2 *km*, podaje dane odnośnie trzech wypadków [30]). Amplitudy zmian temperatury notowane przez latawiec, zatrzymany na stałym poziomie, wynosiły $0^0 1$—$0^0 7$, $0^0 1$—$0^0 3$ i 1^0—$2^0 8$, okresy 2·1, 1·3 i 4·0 minuty. Kopp [31]) podaje jeden przykład falowań temperatury na wysokości 1800 *m* o okresie 12·5 minut. Frankenberger [32]) opisuje też tylko jeden przykład trzech fal, o amplitudzie około $1^0 5$, na wysokości 5000 *m*, w poziomie *Acu*, ale poza chmurami. Obserwowane były przy tym regularne prądy pionowe o szybkościach dochodzących do +2·4 *m/sek* i —0·8 *m/sek*.

Ruchy falowe powstające na inwersjach są tylko odmianą wolnych drgań atmosferycznych. W odmianie tej przemieszczenia pionowe pochodzą od fal powietrznych, a fale są z kolei wywołane różnicą szybkości wiatru wiejącego pod i nad inwersją. Nie trzeba jednak zapominać, że do wywołania pionowych drgań inwersja i skok wiatru nie są konieczne. Jeśli bowiem tylko w atmosferze istnieje równowaga stała ($\gamma < 1^0/100\ m$) to każdy element przesunięty na skutek jakiejkolwiek przyczyny, w górę lub w dół, poddany będzie siłom hydrostatycznego wyporu, usiłującym sprowadzić ten element na pierwotny poziom. Siły te są proporcjonalne do odległości na jaką element został przesunięty i wywołują harmoniczny ruch cząstek w górę i w dół dokoła ich położenia równowagi. W ten

---

[22]) A. Kochański: Z zagadnień lotu falowego. Lw. Czasop. Lotnicze 1938, Nr 2.

[23]) H. v. Helmholtz: Über atmosphärische Bewegungen. Sitz-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin 1888 (I), p. 646.

H. v. Helmholtz: Über atmosphärische Bewegungen. II. Zur Theorie von Wind und Wellen. Ebenda 1889 (II), p. 761.

H. v. Helmholtz: Die Energie der Wogen und des Windes. Ebenda 1890 (II), p. 853.

[24]) W. Wien: Über den Einfluss des Windes auf die Gestalt der Meereswellen. Sitz-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin. 1894 (II), p. 525.

W. Wien: Über die Gestalt der Meereswellen. Ebenda 1895 (I), p. 361.

[25]) A. Wegener: Studien über Luftwogen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. II (1906), pp. 55—72.

A. Wegener: Nachtrag zu den „Studien über Luftwogen". Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. IV (1912), pp. 23—25.

A. Wegener u. K. Wegener: Vorlesungen über Physik der Atmosphäre, pp. 354—378. Leipzig 1935.

[26]) B. Haurwitz: Zur Theorie der Wellenbewegungen in Luft und Wasser. Veröff. d. Geoph. Inst. d. Univ. Leipzig, II Serie, Bd. V, H. 1 (1931).

B. Haurwitz: Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerl. Beitr. z. Geoph., Bd. 34 (1931), pp. 213—232.

B. Haurwitz: Über die Wellenlänge von Luftwogen (2. Mitt.). Gerl. Beitr. z. Geoph., Bd. 37 (1932), pp. 16—24.

B. Haurwitz: Über Wellenbewegungen an der Grenzfläche zweier Luftschichten mit linearen Temperaturgefälle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XIX (1932), pp. 47—54.

[27]) W. Georgii: Leistungsmöglichkeiten des Segelfluges. Die Naturwissenschaften, Jhrg. 26 (1938), H. 29, pp. 465—474.

[28]) H. Externbrink: Die Hinderniswogenwolken in der Alpen bei Südföhn. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XXV (1938), pp. 44—48.

[29]) J. Küttner: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XXV (1938), pp. 79—114.

[30]) A. Wegener: Studien über Luftwogen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. II (1906), pp. 68—72.

[31]) W. Kopp: Aerologie einiger Wolkenform und Wellensysteme in der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XIII (1927), p. 211, fig. 10 *b*.

[32]) E. Frankenberger: Bemerkenswerte Luftwogen. Erfahrungsberichte d. Reichsamt f. Flugwetterdienstes, Bd. Neudrucke, T. 2, pp. 814—823.

sposób powstają pionowe drgania atmosfery, które po ustaniu impulsu wyprowadzającego cząstki z położenia równowagi, przechodzą w drgania tłumione. Przyczyną zewnętrzną wywołującą takie drgania może być np. wymuszone przez zaporę górską wchodzenie powietrza w górę i opadanie w dół. Okres tych drgań dla atmosfery izotermicznej ($\gamma = 0^0/100\,m$) wynosi według Brunt'a [33]) i Raethjen'a [34]), 5·8 minut; według Bjerknesa [35]), przy dwu rozmaitych założeniach, 5 i 7·9 minut. Przy gradiencie $0^0 5/100\,m$ drgania mają okres około 8 minut, przy $1^0/100\,m$ — 50 minut. Dla najczęściej obserwowanych gradientów, okres wynosi więc 6 do 10 minut.

Efekt termiczny wolnych drgań atmosfery izotermicznej obserwowano podczas wzlotu balonu stratosferycznego *Explorer II* [36]). W stratosferze na wysokościach między 18 a 22 *km*, zanotowano regularne wahania temperatury o amplitudzie około 5^0, a średnim okresie 6·4 minuty.

Dynamiczną stronę tego rodzaju drgań obserwuje się najlepiej w locie wolnych balonów kulistych. Jeśli atmosfera posiada równowagę stałą a balon jest unoszony poziomo, to jednorazowe wyrzucenie balastu powoduje regularny falowy ruch balonu w górę i w dół. Wykres szybkości pionowych balonu posiada wtedy charakter krzywej drgań tłumionych. Ludewig [37]) podaje przykład bardzo regularnych oscylacyj tego rodzaju, gdzie wahania balonu miały okres około 10 minut.

Powietrzne fale grawitacyjne i wolne drgania atmosfery stabilnej nie są jednak jedynymi zjawiskami, w których obserwujemy falowy charakter zmian. Tę samą właściwość posiada termika. Tak np. pulsacje termicznych prądów pionowych są też zjawiskiem o charakterze falowym. Okresy tych falowań są bardzo zbliżone do wyżej cytowanych okresów oscylacyj ciśnienia, wiatru i temperatury. Tak np. pulsatoryczne pęcznienia i zapadania obłoków *Cu*, mają okres 20, 27 i 28 minut [38]), wież gradowych *Cunb* 20 minut [39]), pojawiania się kominów termicznych 8—14, 22—24, 30—34 minut, studni 10—18, 24—26, 36 i 50—57 minut [40]). Ostatnie poszukiwania I. T. S. M. [41]) potwierdzają te cyfry i wykazują, że w prądach pionowych istnieją okresy 6, 12, 18 i 24 minut. We wszystkich tych wypadkach mamy niewątpliwie do czynienia z rytmicznym wyzwalaniem się atmosferycznej energii chwiejności. Jak wykazał Refsdal [42]), termice pozytywnej tzn. gradientom nadadiabatycznym, musi zawsze towarzyszyć tego rodzaju rytmiczna cyrkulacja pionowa, o charakterze ruchu falowego.

Praktyczne znaczenie ruchów falowych

W zagadnieniach lotniczych zjawisko ruchów falowych ma ważne znaczenie praktyczne. Mianowicie prądy pionowe towarzyszące ruchom falowym mogą mieć bardzo duże szybkości, oraz mogą sięgać nieprzerwanie od dna atmosfery, aż do wysokości tropopauzy (8—12 *km*).

Tak np. 28. XI. 1938 osiągnięto na szybowcu w górach Riesengebirge (G. Karkonosze, Śląsk niemiecki), wysokość 8600 *m* nad poziom morza (pilot Ziller, szybowiec „Kranich"). 14. IX. 1937 osiągnięto tam 6800 *m* w ciągu 68 minut (Küttner na „Rhönbussard")· W innym locie średnia szybkość wchodzenia szybowca na 4000 *m* wynosiła 5 *m/sek*. Dnia 21. V. 1937 pilot Steinig osiągnął 5720 *m* n. p. m. ze średnią szybkością wznoszenia 1,5 *m/sek*, ale opadania z tej wysokości odbywało się już z szybkością 7 *m/sek*. W Polsce, w Ustianowej, jeden z lotów, który odbył się nad tym samym miejscem terenowym wykazał trzy regularne, kilkunastominutowe okresy, w których szybowiec wynoszony był na 2800 *m* n. p. m. z średnimi szybkościami 2·2, 2·4 i 1·7 *m/sek*, a następnie opadał z szybkościami 2·5, 2·1 i 7·0 *m/sek*.

Nie są to jednak krańcowe wartości prądów pionowych jakie mogą towarzyszyć ruchom falowym. W lotach szybowcowych przeprowadzonych na zjawisku fal stojących w Riesengebirge, notowano np. do 5000 *m* długotrwałe wznoszenia i opadania o szybkościach 8 *m/sek;* do 2500 *m*, w rejonie przyziemnych wirów towarzyszących ruchom falowym notowano nawet +12 *m/sek* i —12 *m/sek*.

Oczywistym jest, że tego rzędu prądy wznoszące są ważne nie tylko dla lotu szybowcowego, ale że mogą bardzo ułatwić nabieranie wysokości maszynom motorowym na większych wysokościach. Z drugiej strony, prąd opadający o sile 12 czy 7, czy nawet tylko 5 *m/sek*, jeśli pojawi się np. na 5000 *m*, uniemożliwi lot każdej maszynie motorowej. 5 *m/sek* stałego prądu duszącego np. w dolinach górskich, oznacza nawet dla dużych maszyn, ale o słabym wznoszeniu (komunikacyjne), groźne niebezpieczeństwo. Tak samo maszyny silne, ale znacznie obciążone (bombowe), w terenach górskich muszą się z tego rodzaju prądami opadającymi bardzo poważnie liczyć.

Praktyczne znaczenie tego rodzaju szybkości pionowych zależy naturalnie od częstości pojawiania się, czasu trwania i rozległości powierzch-

[33]) D. Brunt: The period of simple vertical oscillations in the atmosphere. Quart. Journ. R. Meteor. Soc., Vol. 53 (1927), pp. 30—31.

[34]) P. Raethjen: Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. M. Z. 1929, p. 430.

[35]) V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron: Hydrodynamique Physique, Vol. II, p. 356, 379. Paris 1934.

[36]) H. Lettau: Atmosphärische Turbulenz, p. 230, fig. 54. Leipzig 1939.

[37]) P. Ludewig: Die Messung vertikaler Luftströmungen, fig. 11, 12. Leipzig 1911.

R. Dietzius: Schwingungen des Freiballones. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. VII (1917), pp. 167—173.

[38]) W. Kopp: Merkwürdige dynamische Vorgänge bei benachbarten stationären Cumuli. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. XX (1933), p. 286, fig. 4 *a*.

[39]) J. Letzmann: Cumulus Pulsationen. M. Z. 1930, pp. 236—238.

[40]) A. Kochański: Studia nad strukturą atmosfery podczas termiki Cumulusów. Kom. Inst. Geof. i Meteor. U. J. K., Nr 109, str. 386 (Lwów 1936).

[41]) L. Geła: Z zagadnień tzw. pulsacyj termicznych. Lw. Czasop. Lotnicze 1938, Nr 2.

[42]) A. Refsdal: Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Geofysiske Publikasjoner, Vol. IX, No. 12, pp. 24—25. Oslo 1932.

niowej ruchów falowych. Otóż ruchy falowe wymuszone przez zapory górskie są zjawiskiem rzadkim, gdyż pojawiają się kilkanaście razy na rok, w okresach fenu, czyli w Polsce w okresach halniaka karpackiego. Trwają wtedy nieprzerwanie nieraz przez kilka dni. Zajmują całą zawietrzną stronę gór i sięgają do kilkadziesiąt *km* w głąb kraju płaskiego leżącego za górami.

Jeśli idzie o niewymuszone ruchy falowe w wolnej atmosferze, to widomym ich świadkiem mogą być (jeśli dochodzi do kondensacji na grzbietach fal) tzw. chmury falowe. Płaszcze takich chmur pojawiają się bardzo często zwłaszcza w zimowej połowie roku, trwają długo i mogą zajmować obszary o wymiarze 100× ×100 *km*, a nawet i więcej.

Serie wzlotów

Do zebrania materiału pomiarowego zastosowałem metodę seryj, tzn. przeprowadzania wzlotów z tego samego miejsca, w odstępach kilku czy kilkunastu minut, w przeciągu 2 do 5 godzin. W roku 1938 mogłem przeprowadzić 7 takich seryj: pięć w marcu w Aleksandrowicach a dwie w czerwcu w Katowicach. Do pomiarów użyto samolotu *RWD 8-DWL* ze 110-konnym silnikiem. Szybkość wznoszenia tego samolotu jest dla meteorografu zupełnie odpowiednia i wynosi ca 3 *m/sek* przy ziemi, a 0·5 *m/sek* na 2000 *m*.

Ponieważ szybkość schodzenia samolotu nie może być ze względów pomiarowych zbyt duża, a przerwy między lotami należało jak najbardziej skrócić, wysokość wzlotów w Aleksandrowicach musiała być ograniczona do 1800 *m* nad start, czyli do 2200 *m* nad poziom morza. Czas trwania jednego wzlotu wynosił najczęściej 15—20 minut, przerwy między lotami 3—7 minut.

Tabl. I podaje daty, czasy i ilości wzlotów w poszczególnych seriach.

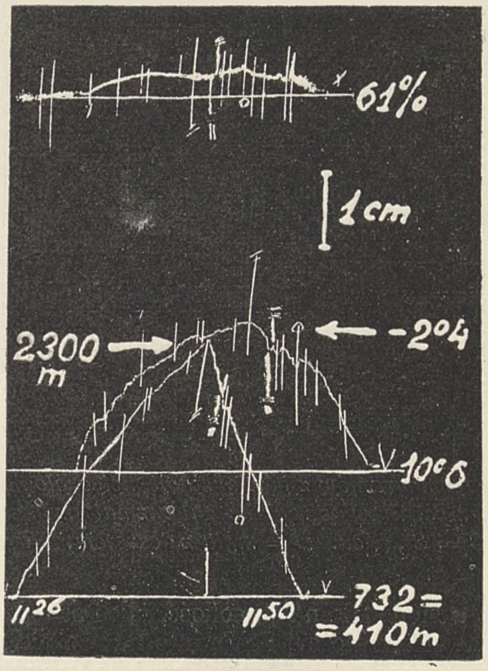
TABL. I.

Nr serii *No de série*	Data *Date*	Godziny od do *Heures de à*	Czas serii *Durée de la série*	Ilość *(nombre)* wzlotów *d'ascensions*	Ilość *(nombre)* sondaży *des sondages*
I *)	5. III	10^{10}—12^{48}	2h 38	6	12
II *)	6. III	9^{23}—11^{50}	2h 27	6	12
III *)	13. III	10^{45}—16^{18}	5h 33	12	24
IV *)	14. III	9^{02}—13^{21}	4h 19	11	22
V *)	15. III	9^{30}—13^{01}	3h 31	8	16
VI †)	7. VI	18^{05}—20^{08}	2h 03	4	8
VII †)	24. VI 1938	18^{32}—19^{50}	1h 18	7	14

*) Aleksandrowice (koło Bielska): 49° 48′ 15″ *N*, 19° 00′ 00″ *E*, *h*=410 *m*.

†) Katowice: 50° 14′ 15″ *N*, 19° 02′ 30″ *E*, *h*=287 *m*.

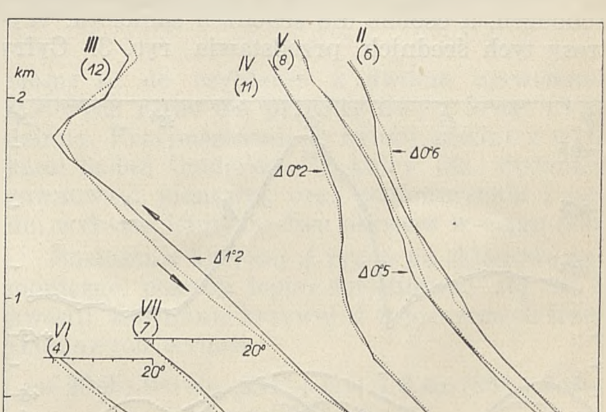
Do pomiarów użyto meteorografu Bosch-Cannegieter Nr 3246, przystosowanego do mniejszych wysokości, tak że 1 *mm Hg* odpowiadało na skali 0·2 *mm*, 1° *T*—1·5 *mm*, 10% *F*—1·7 *mm*. Odbiornik termografu uczulono, powiększając fabrycznie powierzchnię bimetalu. Ryc. 2 przedstawia kopię jednego z meteorogramów, w naturalnej wielkości. Krzywa temperatury zwłaszcza w części schodzącej, gdzie występują dwie małe, ale bardzo wyraźne inwersje wykazuje, że termograf jest dostatecznie czuły a bezwładność odbiornika minimalna.



Ryc. 2.

Meteorogram nr 12, w naturalnej wielkości. Aleksandrowice 6 marca 1938. U góry krzywa wilgotności, w środku temperatury, u dołu ciśnienia.

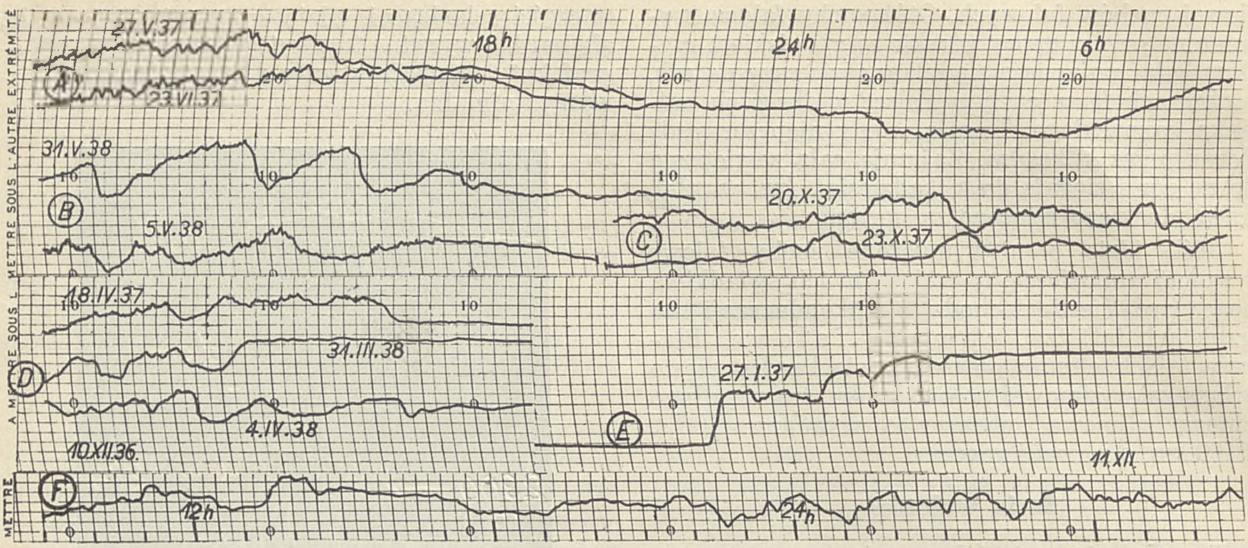
Na krzywej temperatury ryc. 2 widoczna jest nad to właściwość, charakteryzująca wszystkie inne meteorogramy, a mianowicie zmienność położenia i natężenia inwersji. W części wchodzącej tej krzywej zarejestrowana jest tylko jedna słaba inwersja, w części schodzącej dwie i to silniejsze. Na fakt ten zwracał już uwagę Wegener [43]), wiążąc go z ruchami falowymi.



Ryc. 3.

Średnie temperatury z wchodzenia samolotu na wysokość (linie pełne) i ze schodzenia samolotu (linie kropkowane). Cyfry w nawiasach podają ilość sondaży, z których obliczono średnie. Δ = największe różnice w danej serii.

[43]) A. Wegener: loc. cit. 30, p. 61.

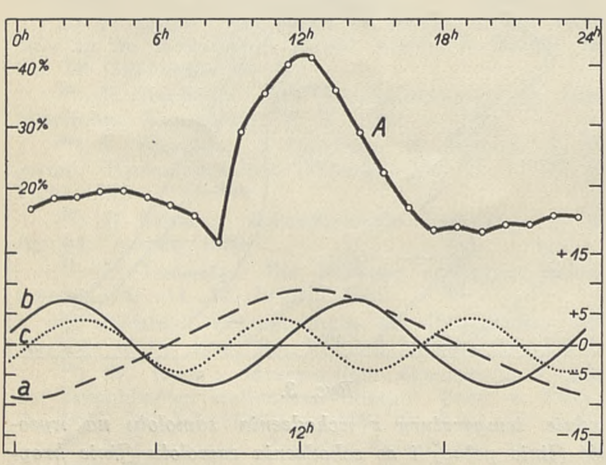


Ryc. 4.

Wybór termogramów z górnej stacji meteorologicznej w Bezmiechowej (616 m n. p. m.). Krótkookresowe oscylacje temperatury wywołane są rozmaitymi przyczynami: A = przechodzenia Cu congestus. B = Cunb, C = St, Acu. D = mgła z deszczem, Nb ze śniegiem. E = przyczyna nieznana. F = Ast, Cist.

Tak wchodzenie na wysokość, jak i schodzenie samolotu odbywało się dokładnie nad lotniskiem. W ten sposób w z l o t y r e j e s t r o w a ł y z m i a n y w ł a s n o ś c i m a s p o w i e t r z n y c h, p r z e p ł y w a j ą c y c h p r z e z p i o n o w ą p r z e p r o w a d z o n ą z l o t n i s k a.

Jest rzeczą ogólnie przyjętą, że z meteorogramów bierze się pod uwagę dane z wchodzenia na wysokość. Jeżeli jednak bezwładność termografu jest minimalna, a jednocześnie zmniejszy się umyślnie szybkość schodzenia samolotu, to można uwzględniać i dane ze schodzenia. Uzyskuje się w ten sposób podwójną ilość przekroi i to bynajmniej nie identycznych. Celem przekonania się, czy można zużytkować zapisy ze schodzenia samolotu, obliczyłem dla poszczególnych serii średnie temperatury co 100 *m* wysokości, osobno dla wchodzeń, a osobno dla schodzeń samolotu. Wykresy tych średnich przedstawia ryc. 3. Cyfry w nawiasach podają ilość wzlotów użytych do obliczenia. Przy wykresach każdej serii podana jest na odpowiedniej wysokości maksymalna różnica między średnimi temperaturami wchodzenia i schodzenia. Maksima te wynoszą jak widzimy 0°6, 0°5, 0°2, 0°3 i 0°4, a tylko w serii III, 1°2. W serii V, VI i VII już nawet średnie temperatury przy powierzchni ziemi, a więc mierzone psychrometrem, różnią się przy starcie i lądowaniu o 0°4. Wynika z tego, że uwidocznione na ryc. 3 różnice między krzywymi wchodzenia i schodzenia, mogą być wywołane tym, że wchodzenia samolotu trafiały np. stale na okresy ociepleń całej warstwy do wysokości 2000 *m*, a zejścia na okresy oziębień. W każdym razie wobec tego, że krzywe pojedynczych sondaży różnią się od siebie ogromnie (porównaj np. ryc. 7), a ich średnie przedstawione na ryc. 3 stosunkowo bardzo nieznaczne, zużytkowuję również dane z zejść samolotu.



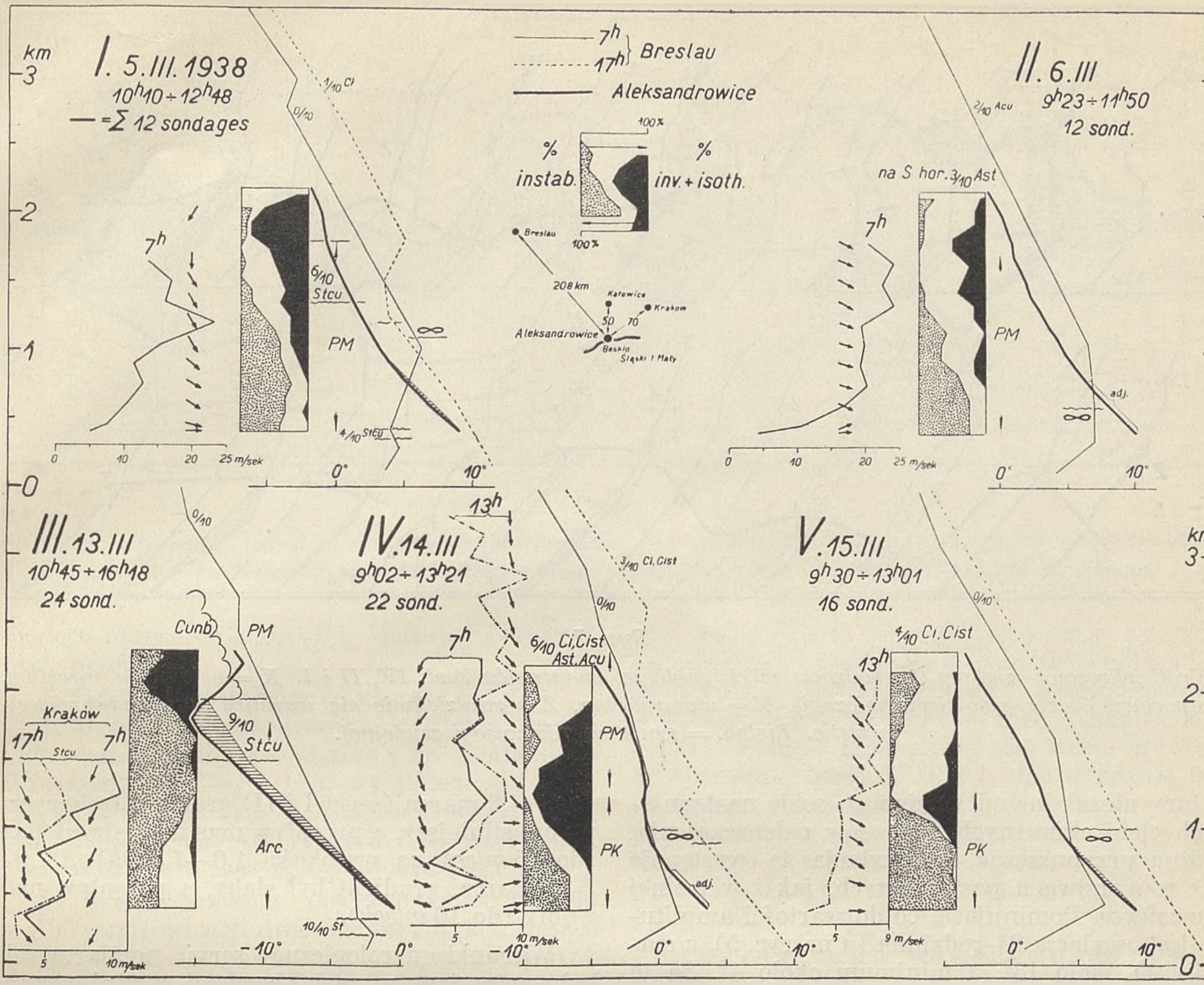
Ryc. 5.

A = procentowa częstość pojawiania się silnych oscylacyj temperatury w Bezmiechowej. a, b, c = 24-, 12- i 8-godzinne składowe harmoniczne krzywej A.

Zmiany temperatury na powierzchni ziemi

Już przy powierzchni ziemi czułe termografy o obiegu dobowym, rejestrują często krótkookresowe zmiany temperatury, które nie są wywołane, ani zmianami usłonecznienia, ani przejściami zimnych frontów, ani fenem.

Tak np. w Bezmiechowej górna stacja meteorologiczna kulminująca nad terenami sąsiednimi, wykazuje bardzo często tego rodzaju zmiany. Wybór kilku dobowych termogramów z Bezmiechowej, przedstawia ryc. 4. Falowania typu *A* z godzin południowych, dotyczą warunków przy *Cu* wypiętrzonych (zmiany usłonecznienia), typu *B*, — przejść *Cunb* (burze termiczne). Typ *C* są to falowania z godzin nocnych, związane z przejściami *St* i *Acu*. Typ *D* ma rozmaite warunki. Termogram z 18. IV. 37 dotyczy zachmurzenia przez *Stcu* i *Cu humilis*, termogram, z 31 marca 1938 r. pełnego zachmurzenia przez mgłę z desz-



Ryc. 6.

Warunki aerologiczne w czasie przeprowadzania pięciu seryj wzlotów w Aleksandrowicach. Rozkład mas powietrznych był następujący: Seria I = do 1800 m świeże, wilgotne masy polarno-morskie (PM), wyżej masy stare; dochodzi do kondensacji. Seria II — do 1800 m świeże ale suche masy polarno-morskie (PM), wyżej masy stare; bez kondensacji. Seria III — do 1800 m masy arktyczne (Arc), wyżej stare masy polarne; Stcu i Cunb oraz gwałtowne śnieżyce. Seria IV — do 1300 m bardzo suche masy polarno-kontynentalne (PK), od 1400 do 2300 m suche masy polarno-morskie; bez kondensacji. Seria V — do 1300 m bardzo suche masy polarno-kontynentalne (PK), wyżej stare polarne; bez kondensacji.

czami, z 4. IV. 1938 r. pełnego zachmurzenia przez *Nb* ze śniegiem. Co do charakterystycznego wzrostu temperatury o 5^0 w godzinach nocnych, typu *E* i następujących potem falowań, nie ma danych. Falowania typu *F* pochodzą z przejść *Ast* i *Cist*.

Jak widzimy, przy powierzchni ziemi istnieją zmiany temperatury niezależne od usłonecznienia i przejść zimnych frontów. Okresy tych zmian dochodzą do 120 minut, amplitudy do 5^0. W wypadku Bezmiechowej bardzo wyraźne falowania występują w 21% obserwacyj, mniej wyraźne w 30%, łącznie w około 50%.

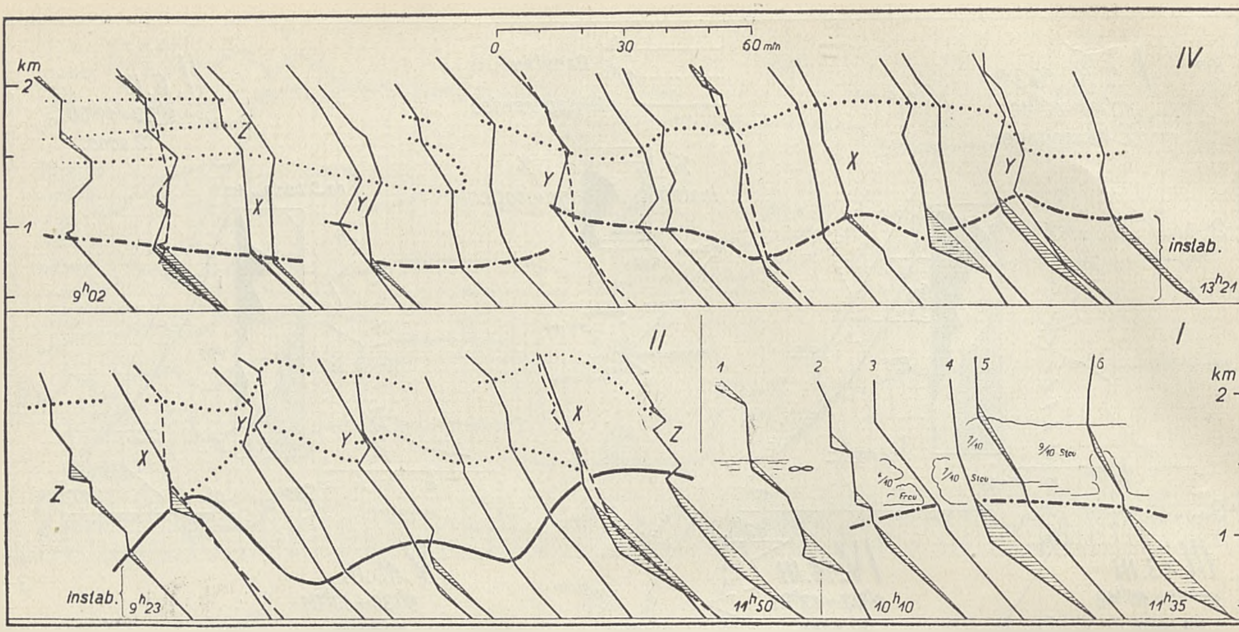
Przebieg dzienny częstości silnych falowań obserwowanych w Bezmiechowej, mamy na ryc. 5 *A*. Jest to częstość występowania falowań w godzinach 0—1, 1—2, 2—3, itd., dla 648 dni, z okresu 30. IX. 1936—30. IX. 1938. Główne maksimum pojawia się o 12^h, a drugorzędne, zupełnie wyraźne maksimum między 4 a 5 rano. Widocznie mamy tu do czynienia z dwoma zjawiskami, z których jedno ma przebieg 24-, a drugi 12-godzinny. Przypuszczenie to byłoby zgodne z wynikami badań Goldie'ego [44]), który dla stosunków równowagi pionowej, oraz zachmurzenia i opadu, wykazał istnienie dwu okresów w ciągu doby.

Rozłożenie krzywej *A* ryc. 5 na składowe harmoniczne, pozwoli lepiej zorientować się w tej kwestii. Równanie krzywej *A* w pierwszych trzech składowych wynosi

$$y = 20{\cdot}9 + 9{\cdot}0 \sin(284^0 + x) + 7{\cdot}3 \sin(85^0 + 2x) + \\ + 4{\cdot}5 \sin(286^0 + 3x) + \ldots$$

Sinusoidy *a*, *b*, *c* na ryc. 7 przedstawiają te trzy składowe. Widzimy, że drugą co do wartości amplitudy jest oscylacja 12-godzinna, z maksimami około 3^h i 15^h, a minimami około 9^h i 21^h. Oscylacja ta byłyby to wahania tempe-

[44]) A. H. R. Goldie: The structure and movement of the atmosphere as affected by diurnal variations. Proc. R. Soc. of Edinburgh, Vol. 47 (1927), p. 326.



Ryc. 7.

Krótkookresowe zmiany zachodzące w charakterze emagramów serii IV, II i I. X = osłabienia warstwy zaporowej (inwersyjno-izotermicznej), Y = wzmocnienia, Z = rozdzielanie się warstwy na dwie lub więcej warstw. Instab. = warstwa równowagi chwiejnej.

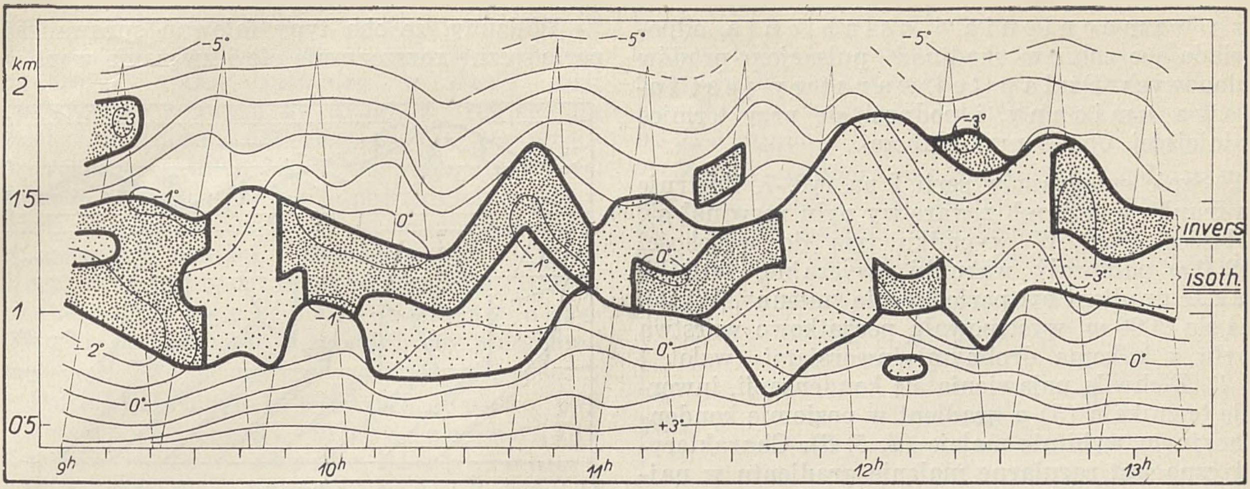
ratury niezależne od kolejno po sobie następujących cieni chmurnych i okresów usłonecznienia. Można przypuszczać, że oscylacja ta występuje tak w warstwach przyziemnych, jak i w wolnej atmosferze. Dominującą, co do wartości amplitudy jest oscylacja 24-godzinna (*a* na ryc. 5), z maksimum około 13^h, a minimum około 1^h. Są to prawdopodobnie wahania temperatury związane bezpośrednio z nasłonecznieniem terenu i nie sięgające zbyt wysoko. W każdym razie suma tych trzech oscylacyj tzn. obserwowana częstość pojawiania się zmian temperatury w Bezmiechowej, wydaje się być w małej tylko mierze wywołana zmiennością usłonecznienia. Obserwowane przy powierzchni ziemi falowania temperatury, muszą więc mieć inne pochodzenie, najprawdopodobnie takie same, jak falowania temperatury w wolnej atmosferze.

Warunki aerologiczne seryj wzlotów

Przy rozważaniu wyników wzlotów, omawiać będę głównie serie od I do V, z Aleksandrowic. Serie Nr VI i VII z Katowic, składają się bowiem z niskich wzlotów i miały na celu jedynie zbadanie stosunków przy wieczornej inwersji. Na rycinach, serie oznaczone są zawsze cyframi rzymskimi, od I do VII.

Warunki synoptyczne seryj I—V nie przedstawiały nic szczególnego i były we wszystkich pięciu dniach (daty patrz tabl. I) zupełnie podobne: nad Europą środkową centrum wysokiego ciśnienia (1030—1040 *mb*), nad Morzem Barentsa centrum ciśnień niskich (970—1000 *mb*). — Aleksandrowice znajdowały się stale w odległości 500—600 *km* od centrum wyżu, w kierunku na *NE*. 5 i 6 marca (seria I i II) gradient izobaryczny był silniejszy, a przepływ mas intensywniejszy (do 25 *m/sek* na wysokości 1,0—1,5 *km*). 13, 14 i 15 marca, gradient był słaby, a przepływ mas wolny (do 10 *m/sek*).

Warunki aerologiczne seryj pomiarowych były natomiast o wiele bardziej zróżnicowane. Ilustruje je ryc. 6. Na rycinie tej wykreślone zostały liniami grubymi średnie temperatury seryj wzlotów dokonanych w Aleksandrowicach. Średnie obliczane były na poziomach co 100 *m*, ze wszystkich sondaży składających się na daną serię. Ilość sondaży jest na ryc. 6 przy każdej serii wymieniona. Dla porównania wstawione są też na ryc. 6 wyniki wzlotów z Wrocławia z godziny 7 i 17. Dla szybkości i kierunku wiatrów górnych musiałem zużytkować dane z Katowic, a dla serii III z Krakowa. Plan sytuacyjny umieszczony w środku ryc. 6 wykazuje, że odległości między tymi 3 punktami są niezbyt wielkie i że porównywanie jest dopuszczalne. Najważniejszą część ryc. 6 stanowią wykresy przedstawiające częstość występowania warstw zaporowych i warstwy równowagi chwiejnej, w ciągu czasu trwania danej serii. Częstość ta obliczona została z termoizoplet i podana w procencie od całkowitego czasu trwania danej serii. Pola czarne na ryc. 6 ilustrują występowania warstw zaporowych (inwerje + izotermie + słabe gradienty do $0^o 2/100\,m$), pola zakropkowane — warstw chwiejnych (gradienty $\geqq 1^o/100\,m$). Porównanie średnich temperatur seryj, z wykresami *% inv + isoth.* oraz wykresami *% instab.*, jest bardzo instruktywne. Widzimy, że w ciągu trwania danej serii istnieje ogromna zmienność warstw zaporowych i warstw równowagi chwiejnej, podczas gdy średnie temperatury



Ryc. 8.

Przebieg zaporowej warstwy inwersyjno-izotermicznej, w ciągu około 4 godzin. Trójkąty oznaczają linie wzlotu i schodzenia samolotu pomiarowego. Aleksandrowice 14. III. 1938, seria nr IV.

z całego okresu dają zupełnie spokojny i wyrównany przebieg.

Z ryc. 6 konstatujemy co następuje:

1. Gradienty obserwowane w Aleksandrowicach są zadawalniająco zgodne z gradientami we Wrocławiu (np. seria IV); wyjątkiem jest seria III, gdyż w dniu tym w Aleksandrowicach mieliśmy napływ mas arktycznych (*Arc* na ryc. 6), a we Wrocławiu mas polarno-morskich *(PM)*.

2. We wszystkich pięciu seriach istnieją w Aleksandrowicach dwa warunki wystarczające do powstania fal powietrznych: inwersja i skok wiatru.

3. W serii II, IV i V powietrze było suche i do kondensacji w warstwach niższych nie dochodziło. Seria I wykazuje już warstwę *Stcu*, seria III *Stcu* i *Cunb* z gwałtownymi śnieżycami.

4. Stosunki równowagi pionowej przedstawiają się następująco (wykresy *% instab.*): w warstwach przyziemnych, na skutek silnego usłonecznienia panującego we wszystkich wypadkach z wyjątkiem serii III, rozwija się równowaga chwiejna. Częstość występowania równowagi chwiejnej z wysokością stopniowo maleje, a na jej miejsce zaczynają pojawiać się inwersje (wykresy *% inv. + isoth.*). Częstość tych inwersyj osiąga z kolei na pewnej wysokości maksimum i następnie zmniejsza się. Miejsce inwersyj zajmują znowu rzadkie już warstwy niestałe, tak że na wysokości 2000—2200 *m* mamy drugi, słaby pas równowagi chwiejnej.

Wyjątkową jest seria III, w której obserwujemy bardzo dużą równowagę chwiejną zamkniętą od góry silną inwersją. Usłonecznienie nie gra tu żadnej roli, a maksimum równowagi chwiejnej na 1500 *m* jest wywołane niskimi temperaturami przytransportowanymi z północy silnym na tej wysokości wiatrem.

Ryc. 6 wskazuje na bardzo ważny fakt k r ó t k o o k r e s o w e j   z m i e n n o ś c i   w a r s t w   z a p o r o w y c h   i   w a r s t w   r ó w n o w a g i   c h w i e j n e j. Mimo to, iż w poszczególnych emagramach obserwuje się silne nawet inwersje, to p o   k i l k u n a s t u   m i n u t a c h   i n w e r s j e   t e   n i k n ą,   b y   p o   j a k i m ś   c z a s i e   z n o w u   p o j a w i ć   s i ę. Nad to, z m i e n i a j ą   o n e   s w o j e   p o ł o ż e n i e, przesuwając się o kilkaset metrów w dół i w górę. Wskutek tego krzywe średnich temperatur albo wcale inwersyj nie wykazują (serie I, II, V), albo wykazują tylko bardzo słabą (seria IV). N a   t z w.   w a r s t w ę   i n w e r s y j n ą   s k ł a d a j ą   s i ę   w i ę c   k o l e j n o   n a s t ę p u j ą c e   p o   s o b i e   i n w e r s j e,   i z o t e r m i e   i   w a r s t w y   s ł a b e g o   g r a d i e n t u.

A n a l o g i c z n ą   w ł a ś c i w o ś ć   p o s i a d a j ą   w a r s t w y   r ó w n o w a g i   c h w i e j n e j. Na ryc. 6, średnie emagramy wszystkich seryj z wyjątkiem III, wykazują przy ziemi lekką równowagę chwiejną lub gradient adiabatyczny *(adj)*. W rzeczywistości w ciągu czasu trwania danej serii, niestałość pojawia się tylko w 50—70%, a reszta czasu przypada na równowagę stałą.

Ryc. 7 ilustruje bliżej charakter zmian, jakim podlega warstwa zaporowa i warstwa chwiejna w kilkunastu-minutowych odstępach czasu. Wykresy temperatury ryc. 7, ułożone są w odpowiednich odstępach czasowych. Linią kropkowaną objęta jest przy tym warstwa zaporowa a linią ciągłą zaznaczony pułap warstwy chwiejnej. Styk warstwy zaporowej i chwiejnej wyznaczony jest linią kropkowano-przerywaną. Widzimy, że w a r s t w a   z a p o r o w a posiada zmienną grubość. W   m i e j s c a c h   n a j s z e r s z y c h   *(X)* warstwa j e s t   o s ł a b i o n a i występuje tam tylko słaby spadek temperatury. W   m i e j s c a c h   n a j w ę ż s z y c h   *(Y)*   warstwa   w z m a c n i a   s i ę   i   w y s t ę p u j ą   inwersje. Warstwa zaporowa może rozdzielać się na dwie lub więcej inwersyj (*Z* na ryc. 7). Między takimi kilkoma drobnymi inwersjami, występują wtedy płytkie warstwy równowagi chwiejnej (początkowe emagramy serii IV, II i I na ryc. 7). Nad to obserwuje się zupełne zanikanie warstwy zaporowej i uskokowe przenoszenie się jej z wysokości na wysokość.

W   w a r s t w i e   r ó w n o w a g i   c h w i e j n e j (*instab* na ryc. 7) w y s t ę p u j ą   o k r e s o-

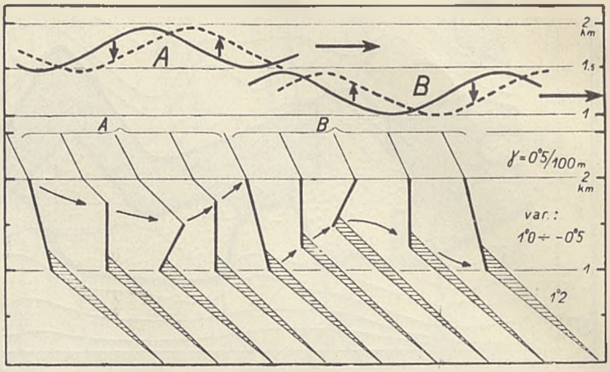
we wzmocnienia i osłabienia, odpowiadające znanym skądinąd pulsacjom prądów pionowych. Pułap tej warstwy jest falowo zmienny, i podnosi się przy termice silniejszej, opada przy słabszej.

Sześć emagramów serii I na ryc. 7, ilustruje warunki, w których z warstwy pyłu rozwinął się płaszcz *Stcu*. W wypadku tym do wysokości 1200 *m* panowały warunki zwyczajnej termiki, tak że gradient był periodycznie zmienny. Wyżej, aż do 2000 *m*, występowała początkowo warstwa pyłu z kilkoma drobnymi inwersjami (wzlot *1* i *2*). Z chwilą pojawienia się kondensacji, inwersje te znikają (*3*) a gradient w poziomie kondensacyjnym wybitnie maleje (*4*, *5*, *6*). Charakterystyczne jest regularne malenie gradientu w najwyższej warstwie, na wysokości około 2000 *m*. Wykresy serii I ryc. 7 wykazują, że struktura termiczna atmosfery może w przeciągu 85 minut zupełnie się zmienić. W naszym wypadku, tzn. powstawania *Stcu*, można powiedzieć, że pojawienie się *Stcu* uspokaja atmosferę.

Wyznaczenie przebiegu warstwy zaporowej będzie ściślejsze, jeśli wykreślimy ją na termoizopletach. Wykres taki dla serii IV mamy na ryc. 8. Widzimy, że przebieg warstwy zaporowej, posiada charakter falowy.

Falowania te, a także zmienność charakteru emagramów ryc. 7 łatwo wytłumaczyć istnieniem ruchów falowych. Załóżmy warunki najczęściej obserwowane, a mianowicie, że gradient do wysokości 1 *km* wynosi 1°2/100 *m*, od 1 do 2 *km* 0°25, a powyżej 0°5/100 *m*. Stan taki przedstawia pierwszy z brzega emagram ryc. 9. Niech teraz u górnego pułapu warstwy zaporowej pojawią się falowania przemieszczające się z lewa na prawo, (przedstawione schematycznie u góry ryc. 9, pod literą *A*). Przypuśćmy, że falowania te sprowadzają powietrze z 2000 *m* na 1500 *m* a następnie znowu podnoszą na 2000 *m*. Dostaniemy zmiany emagramów typu *A*. Takie samo falowanie ale na dolnej podstawie warstwy zaporowej, da zmianę typu *B*.

Widzimy, że oba typy falowań sprowadzają periodyczne rozszerzanie się i zwężanie warstwy



Ryc. 9.

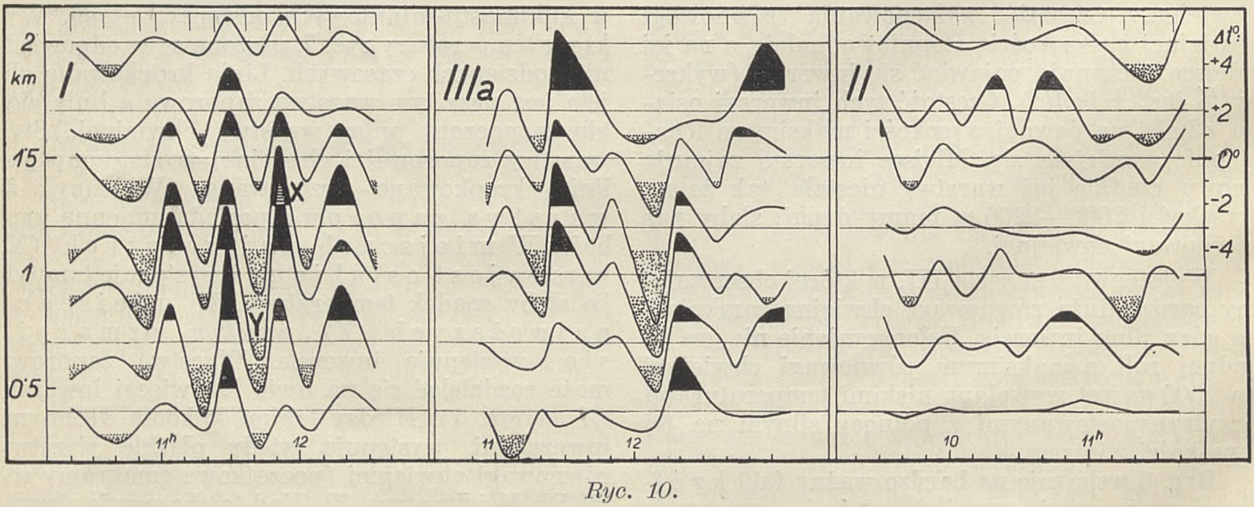
Teoretyczne zmiany emagramów przy falowaniach o amplitudzie 500 m występujących u góry warstwy zaporowej (A) i u dołu tej warstwy (B). Jeśli oba typy falowań występują jednocześnie, ale raz przeważa typ A, raz B, to otrzymujemy emagramy podobne do zbioru emagramów tej ryciny i w tej samej kolejności.

zaporowej oraz zmiany natężenia tej warstwy. Typ *A* wywołuje pojawienie się inwersyj na dnie warstwy zaporowej, typ *B* na pułapie tej warstwy. Być może, że w rzeczywistości istnieją jednocześnie falowania obu typów, ale raz przeważa jedno raz drugie. Zaobserwujemy wtedy w pewnym okresie czasu cały zbiór emagramów ryc. 9 w takim porządku, jak są one narysowane. Będziemy mieli wówczas ukazywanie się inwersyj na rozmaitych wysokościach oraz zmiany pułapu termiki. Inne warianty zmian emagramów na skutek ruchów falowych i ogólne reguły tych zmian, podałem już w innej publikacji [45]).

Zmiany temperatury do wysokości 2000 *m*

Z poprzednich wywodów wynika, że w wolnej atmosferze istnieją w kilkunasto-minutowych od-

[45]) Kochański : loc. cit. 22.



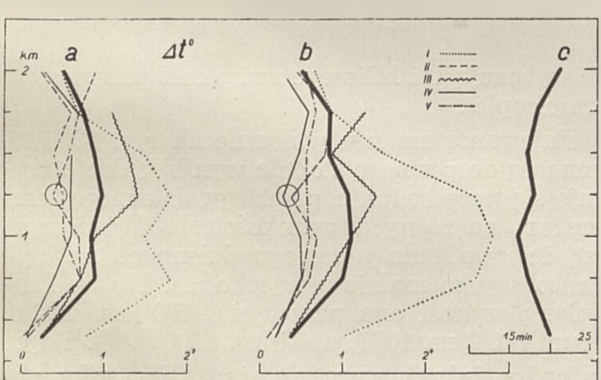
Ryc. 10.

Zmiany temperatury ze sondażu na następny sondaż. Ocieplenia powyżej 1° są zaznaczone czarno, oziębienia poniżej 1° są zakropkowane. U góry ryc. naznaczono kreskami sondaże na podstawie których wykreślono przebiegi. Aleksandrowice: Ser. I = 5. III. 1938, Ser. III a = pierwsza połowa serii III = 13. III, Ser. II = 5. III.

stępach czasu, duże zmiany temperatury. Ryc. 10 obrazuje rodzaj tych zmian. Są to wykresy zmian temperatury jakie zachodzą w danej serii z pierwszego sondażu na drugi, z drugiego na trzeci, itd. Zmiany obliczone zostały dla poziomów: 410 *m* (grunt), 700, 1000, 1200, 1500, 1700 i 2000 *m* i wrysowane na odpowiednich wysokościach. Ocieplenia powyżej 1^0 są naznaczone czarno, oziębienia poniżej 1^0 zakropkowano. Jak widzimy, w całej atmosferze do 2000 *m* występują regularne okresy ociepleń i oziębień o zgodnej lub niezgodnej fazie.

Serie I i III *a* ryc. 10 wykazują, że przy powierzchni ziemi mogą zachodzić równie duże skoki temperatury jak w wolnej atmosferze. Z serii II widać, że jeśli zmiany są mniejsze, to mają na rozmaitych wysokościach różne przebiegi i różne fazy, a na powierzchni ziemi mogą być prawie nieodczuwalne.

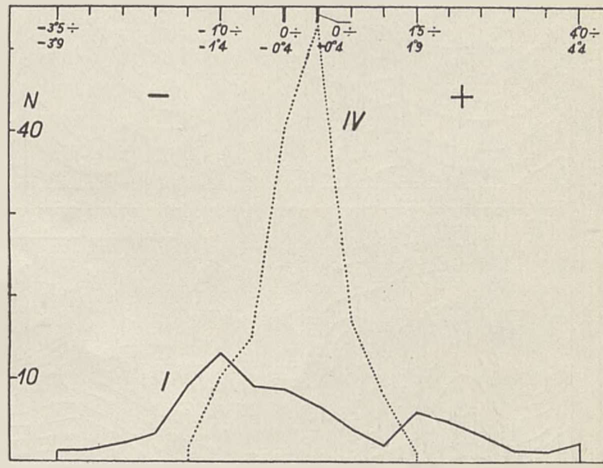
Średnie wartości oziębień na wysokościach co 250 m przedstawione są dla poszczególnych seryj na ryc. 11 *a*, a ociepleń na ryc. 11 *b*. Grubymi liniami wrysowano też średnie ze wszystkich seryj razem. Średnie te pokazują, że największą ruchliwość termiczną spotykamy na wysokości około 1000 *m* — 1250 *m* tj. u dna warstw inwersyjnych. Najmniejszą ruchliwość termiczną wykazuje dno ziemi i warstwy leżące nad inwersjami. Jeśli przyjmiemy, że zmiany temperatury wywołane są ruchami falowymi, to fakt ten staje się zupełnie jasnym. We wszystkich bowiem seriach kilkuset-metrowa warstwa przyziemna posiada gradient adiabatyczny, a także na 2000 *m* gradient ten pojawia się względnie często. Wiadomym zaś jest, że przy gradiencie $1^0/100$ *m* ruchy pionowe nie wywołują żadnych zmian temperatury.



Ryc. 11.
a = wartości ociepleń, b = wartości oziębień, w pięciu seriach wzlotów. Linie grube są średnią z pięciu seryj. c = średni czas trwania oziębień i ociepleń.

Jak widzimy z ryc. 11 ocieplenia i oziębienia dochodzą do 2^07, a średnio wynoszą 1^0. Ekstremy ociepleń między poszczególnymi sondażami sięgają jednak aż do 4^01 (*X* na ryc. 10), ekstremy oziębień do 3^09 (*Y* na ryc. 10). Czasy trwania oziębień i ociepleń są w poszczególnych seriach bardzo jednolite i wynoszą 11 do 25 minut. Średnia dla wszystkich seryj przedstawiona na ryc. 11 c, wykazuje niewielkie wahania od 16 do 21·5 minut.

Zmiany temperatury z jednego sondażu na następny sondaż, nie skupiają się bynajmniej około zmian małych, co świadczyłoby, że rejestrowane zmiany są błędami instrumentu i odczytu.



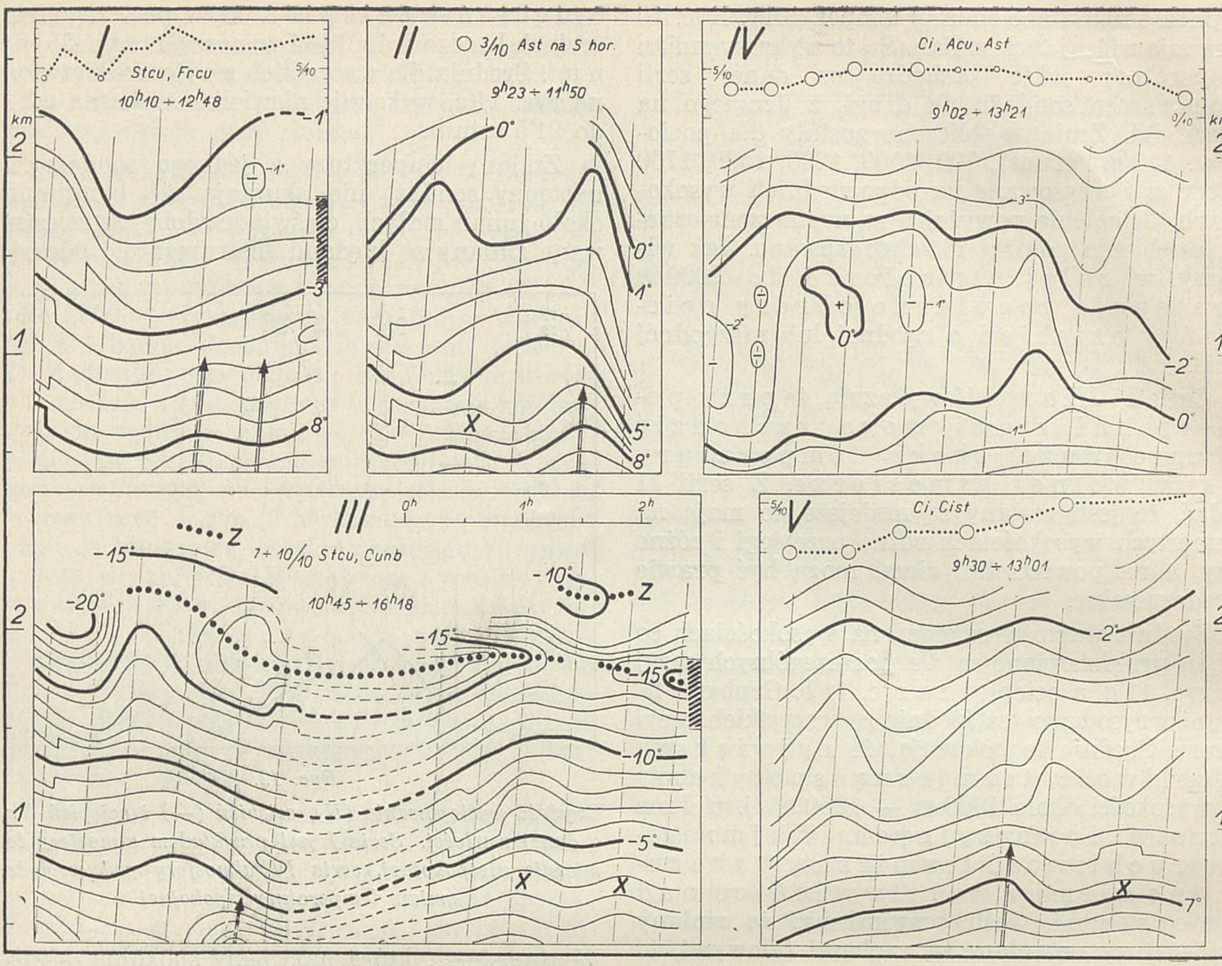
Ryc. 12.
Częstość występowania (N), oziębień (—) i ociepleń (+), o danej wartości. Seria I jest przykładem atmosfery termicznie niespokojnej, seria IV atmosfery pod względem zmian temperatury spokojnej.

W atmosferze, którą nazwiemy spokojną, ekstremalne ocieplenia i oziębienia dochodzą do $+2^0$ i -2^0. Ale w atmosferze niespokojnej ekstremy podnoszą się do $+4^0$ i -4^0. Ryc. 12 ilustruje te dwa typy zmian, na przykładzie serii I i IV. Na ryc. tej przedstawiona jest ilość (*N*) ociepleń (+) i oziębień (—), o wartościach 0—0^04, 0^05—0^09, 1^00—1^04 itd., dla całej warstwy do 2000 *m*. Seria I jest przykładem atmosfery niespokojnej, gdzie ekstremy dochodzą do $+4^0$ i -4^0. Seria IV jest natomiast przykładem atmosfery spokojnej, gdzie ekstremy wynoszą $+2^0$ i -2^0 a najczęstsze zmiany temperatury skupiają się około 0^0.

Termoizoplety

Krótkookresowe oscylacje temperatury uwidaczniają się najlepiej na termoizopletach. Biorę przy tym pod uwagę dwa rodzaje termoizoplet: jedne kreślone tylko z danych otrzymanych przy wejściach samolotu na wysokość, drugie rysowane na podstawie tak wejść jak i zejść samolotu. Pierwszy rodzaj izoplet posłuży do wykazania zmian temperatury posiadających dłuższy okres, drugi do wykazania zmian o okresach krótkich.

Ryc. 13 przedstawia termoizoplety kreślone tylko na podstawie wejść samolotu. Wejścia te wrysowane są cienkimi liniami, lekko odchylonymi od pionu. Izoplety kreślone są co 1^0, a grubymi liniami naznaczono izotermy posiadające bieg najbardziej charakterystyczny. We wszystkich pięciu seriach stwierdzamy przenoszenie się izoterm w dół i w górę, w postaci



Ryc. 13.

Termoizoplety co 1^0, na podstawie danych z wchodzenia samolotu na wysokość (cienkie linie lekko odchylone od pionu). Izotermy posiadające najbardziej charakterystyczny bieg, oznaczono liniami grubymi. Strzałkami oznaczono miejsca i wysokości, do których możliwym jest wpływ termiczny terenu. W serii I i III, zakreskowano średnią grubość warstwy chmur. U góry izoplet podana jest (z wyj. serii III) linią kropkowaną wielkość zachmurzenia, a na niej zaznaczone silniejsze nasłonecznienie (większe kółka) i słabsze nasłonecznienie (małe kółka).

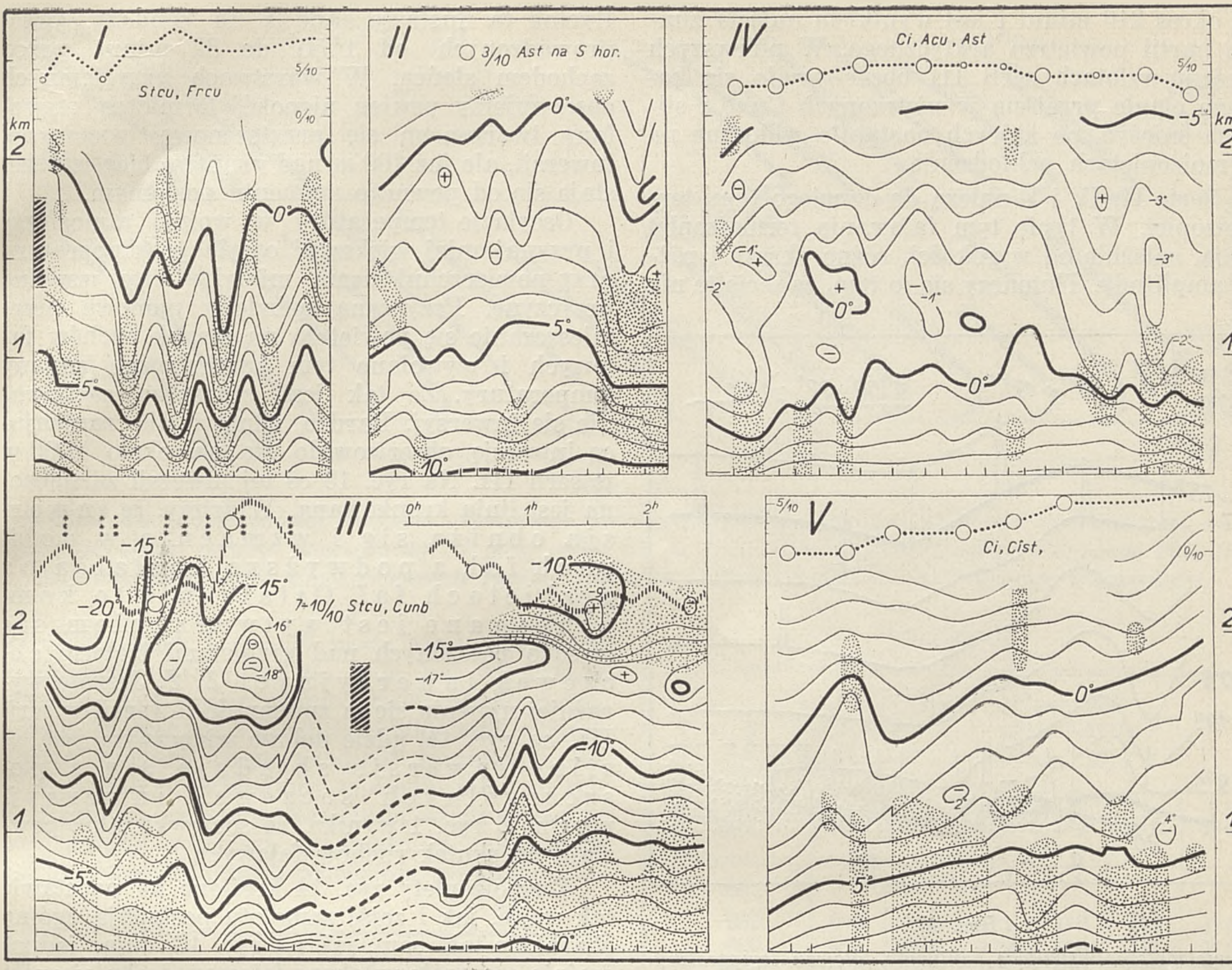
m n i e j l u b w i ę c e j r e g u l a r n y c h f a l. Krańcowym wypadkiem jest nagłe podniesienie się izotermy 0^0 w serii IV, z 700 na 1700 *m*, a więc o 1000 *m*.

Powstaje oczywiście od razu pytanie, jaka jest przyczyna tego rodzaju falowań izoterm. Nie jest nią adwekcja, gdyż s z y b k o ś c i i k i e r u n k i w i a t r ó w n a r o z m a i t y c h w y s o k o ś c i a c h s ą t a k r ó ż n e (porównaj ryc. 6), że falowanie izoterm nie może być spowodowane poziomym transportem mas naprzemian cieplejszych i zimniejszych. Możliwość przenoszenia się wpływu dna ziemi w rejony wyższe, też odpada. W kilku zaledwie wypadkach, naznaczonych na ryc. 13 strzałkami, bieg izoterm wskazywałby, że wpływ taki jest możliwy, ale nie sięgałby on wyżej jak 600 *m* nad gruntem. Również falowania X na ryc. 13 mogłyby budzić podejrzenie, że pochodzą one od warstw przyziemnych. W miejscach tych występuje jednak równowaga stała i o konwekcyjnym przenoszeniu się ociepleń i oziębień w rejony wyższe, nie może być mowy. Rodzaj i wielkość zachmurzenia, oraz usłonecznienie wyrysywane u góry izoplet każdej serii na ryc. 13, nie wykazują też bliższego związku z przebiegiem termoizoplet.

Falowania izoterm widoczne na ryc. 13 i 14, tłumaczą do pewnego stopnia wyniki, jakie otrzymuje się przy badaniu przebiegu dziennego temperatury na różnych wysokościach. Wiadomym jest, że amplituda przebiegu dziennego na ogół bardzo szybko maleje z wysokością. Np. w Lindenberg wynosi ona przeciętnie $5^0 9$ na 122 *m* (grunt), $1^0 2$ na 1000, a $0^0 9$ na 2000 *m* [46]). Reger stwierdza jednak wyraźnie, że: ...Nie tylko powierzchnie chmur, ale także warstwy inwersyjne zdają się wytwarzać w wolnej atmosferze powierzchnie nieciągłości, które posiadają dla przebiegu temperatury wyżej leżących warstw powietrza podobne znaczenie jak powierzchnia ziemi dla warstw przy niej leżących“ [47]). Badania Pep-

[46]) H. Hergesell: Der tägliche Gang der Temperatur über Lindenberg. Arb. d. Preuss. Aeronaut. Observ. Lindenberg, Bd. XIV (1922), pp. 1—43.

[47]) J. Reger: Täglicher Temperaturgang in der freien Atmosphäre und doppelte Luftdruckschwankung. Arb. d. Preuss. Aeronaut. Observ. Lindenberg, Bd. VIII (1912), pp. 229—254.



Ryc. 14.

Termoizoplety co 1°, na podstawie danych tak z wchodzenia jak i schodzenia samolotu. Położenie czasowe poszczególnych sondaży oznaczone jest kreskami u dołu każdej serii. W serii III są zakropkowane partie, w których panowała równowaga stała, w pozostałych seriach zakropkowane są partie o równowadze chwiejnej. U góry izoplet ser. III oznaczone jest występowanie silnych śnieżyc w promieniu kilku km od lotniska, oraz wahania energii termiki. Za wartość tej energii przyjęto z emagramów powierzchnie między temperaturą obserwowaną, a temperaturą adiabaty. W innych seriach linią kropkowaną zaznaczono wielkość zachmurzenia, dużymi kółkami silniejsze nasłonecznienie, małymi kółkami słabsze.

pler'a [48]) wykazują rzeczywiście, że na powierzchni nieciągłości amplituda przebiegu dziennego temperatury nie maleje — jak to jest normalnie — z wysokością, ale wzmacnia się, w drobnym zresztą stopniu.

Jak widzimy, większą ruchliwość termiczną warstw położonych nad górną powierzchnią chmur można wiązać ze wzmocnioną emisją ciepła, na usłonecznionej powierzchni chmur. Nie tłumaczy to jednak ruchliwości termicznej dolnej bazy chmur pozostającej w cieniu. Prostszym jest wobec tego przyjąć, że z w i ę k s z e n i e w a h a ń t e m p e r a t u r y p o d i n a d w a r s t w ą c h m u r, w y w o ł a n e j e s t r u c h a m i f a l o w y m i. Chmurom towarzyszą bowiem zawsze warstwy zaporowe, a w warstwach tych muszą powstawać pionowe ruchy falowe i związane z nimi zmiany temperatury.

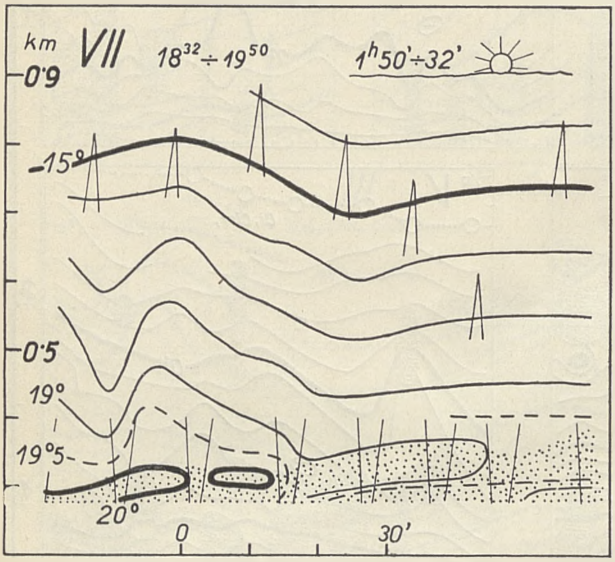
[48]) W. Peppler: Der tägliche Gang der Temperatur und Feuchtigkeit an Wolkenoberflächen. Arb. d. Preuss. Aeronaut. Observ. Lindenberg, Bd. XV (1926), pp. 183—193.

W wypadku ryc. 13 i 14, warstwy chmur niskich występowały tylko w serii I i III. Poziom tych warstw zaznaczony jest na ryc. 13 i 14 grubo zakreskowanymi prostokątami. Wahania termoizoplet są nad tymi płaszczami chmur nieco większe, ale nie dosięgają tych wartości, jak np. w zupełnie bezchmurnej serii IV. Możemy więc przypuszczać, że chmury jako takie, nie mają wpływu na falowania temperatury w wolnej atmosferze. Natomiast inwersje — obojętnie czy bezchmurne czy z towarzyszeniem chmur — mają wpływ wybitny.

Przechodząc do opisu poszczególnych seryj z ryc. 13 stwierdzić należy, że serie te grupują się w dwa typy. Seria I i III wykazują prawie równofazowe falowania w całej warstwie do 2000 *m*, nie wyłączając poziomu chmur, zaznaczonego zakreskowanymi prostokątami z boku tych serii. Fala serii I (okres około 140 minut) nie może być przy tym pochodzenia adwekcyjnego, gdyż szybkości wiatru na rozmaitych poziomach wahają się od 13 do 23 *m/sek*. Długa fala serii III posia-

da okres 210 minut i jest wynikiem najścia zimnej partii powietrza arktycznego. W pierwszych sześciu wzlotach serii III obserwowało się bowiem ciągłe przejścia wypiętrzonych *Cunb* i silnych śnieżyc, po których nastąpiło widoczne na termoizopletach ochłodzenie.

Serie II, IV i V należą do drugiego typu termoizoplet. W typie tym falowania termoizoplet mają, zależnie od wysokości, różne okresy i różne amplitudy. Tłumaczy się to tym, że serie te nie



Ryc. 15.
Termoizoplety ilustrujące zanikanie falowań temperatury, w porze zjawiania się przyterenowej, wieczornej inwersji. Warstwa inwersyjna jest na ryc. zakropkowana. Katowice 24 czerwca 1938.

posiadają już prawdziwych inwersyj, a tylko warstwy zaporowe składające się naprzemian z inwersyj, izotermii i słabego gradientu. Tego rodzaju warstwy zaporowe zaburzają regularny bieg izoterm. Tak np. w serii II izoterma 8° wykazuje dwie fale, izoterma 5°—$1^{1}/_{2}$ fali, izoterma 1°—2 fale, izoterma 0°—1 falę.

Seria IV wykazuje, że w atmosferze pod i nad warstwą zaporową f a l o w a n i a m o g ą z a c h o d z i ć w f a z a c h o d w r o t n y c h. Stale podnosząca się izoterma 0° i stale opadająca izoterma —2°, ograniczają warstwę zaburzeniową i nie mają jeszcze biegu odwrotnego, ale już izotermy 1° i —3° wykazują zupełną odwrotność. Seria V przedstawia tendencję do stałego ocieplania się, na którą to tendencję nałożone są drobniejsze, ale bardzo regularne falowania.

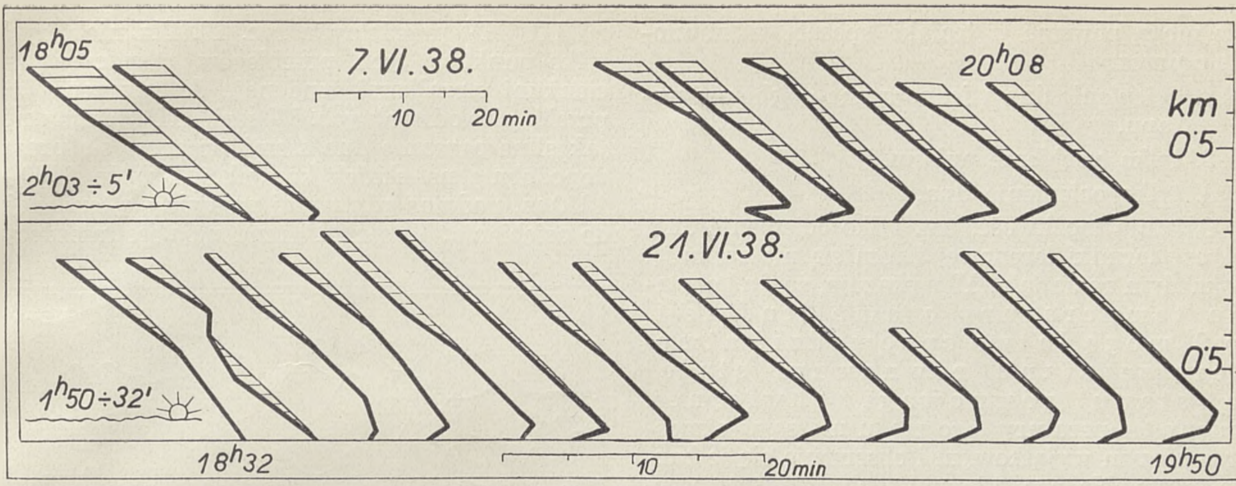
Widzieliśmy już (ryc. 5), że krótkookresowe zmiany temperatury przy powierzchni ziemi, są najczęstsze między 9 a 15^h. W tych samych godzinach, bo od godziny 9 do 13, były przeprowadzone serie wzlotów w Aleksandrowicach. Z ryciny 5 widocznym było nad to, że między 17^h a 20^h pojawia się przy powierzchni ziemi minimum falowań. Ryc. 15 wskazuje, że również w w o l n e j a t m o s f e r z e p r z y n a j m n i e j do 600 *m* n a d g r u n t e m, o s c y l a c j e t e m p e r a t u r y p r z e d z a c h o d e m s ł o ń c a n i k n ą. Rycina ta ilustruje dane z 14 sondaży, przeprowadzonych od $1^h 50'$ do 32 minut przed zachodem słońca. W warstwach przyziemnych obserwujemy pewien niepokój termiczny wywołany tworzeniem się przyterenowej wieczornej inwersji, ale już 100 *m* nad gruntem bieg izoterm staje się od pewnego momentu poziomym.

Oscylacje temperatury w wolnej atmosferze i przynajmniej większość oscylacyj temperatury przy powierzchni ziemi, miałyby więc wspólną przyczynę. Przyczyną tą byłoby pionowe przemieszczanie się powietrza na skutek ruchów falowych i wywołane tym adiabatyczne zmiany temperatury. Że tak jest, stwierdza zachowanie się inwersyj. Bardzo silną i nie zanikającą inwersję obserwowało się na około 2000 *m* w serii III. Na ryc. 13 oś tej inwersji zaznaczona jest linią kropkowaną. Widzimy, że i n w e r s j a o b n i ż a s i ę i w z m a c n i a w d o l i n a c h f a l, a p o d w y ż s z a i o s ł a b i a n a g r z b i e t a c h f a l. O s ł a b i e n i e t o k o m p e n s o w a n e j e s t w y t w a r z a n i e m s i ę wysoko położonych nad grzbietami izoterm s o c z e w e k i n w e r s y j n y c h *Z*, *Z*. Jeszcze wyraźniej ujawnia się ta zmienność inwersji w serii III, na ryc. 14, gdzie dobrze widocznym jest, że s i l n e i n w e r s j e s k ł a d a j ą s i ę z p o s z c z e g ó l n y c h s o c z e w e k i n w e r s y j n y c h. Z ryc. 1 wynika, że soczewki takie powstają na skutek ruchów falowych.

Termoizoplety ryc. 14 kreślone na podstawie tak wejść, jak i zejść samolotu posiadają ogólny charakter taki sam, jak na ryc. 13, dając jednocześnie szczegółowy obraz falowań drobniejszych. Na ryc. 14 zobrazowany jest sposób zachowania się warstw równowagi chwiejnej względem biegu izoterm. Warstwy te są na ryc. 14 zakropkowane. Wyjątek stanowi seria III, w której przeciwnie warstwy posiadające równowagę stałą są zakropkowane. W serii I, II, IV i V obserwujemy w warstwach przyziemnych sporadyczne pojawianie się równowagi chwiejnej. Łącząc górne granice partyj zakropkowanych widzimy, że p u ł a p w a r s t w y c h w i e j n e j m a o g ó l n ą t e n d e n c j ę d o p r z e b i e g u o d w r o t n e g o, a n i ż e l i p r z e b i e g i z o t e r m l e ż ą c y c h n a d t y m p u ł a p e m. Występuje tu jasno zależność termiki, od ruchów falowych. Jest to zależność pośrednia, a mianowicie taka, że ruchy falowe wywołują zmiany temperatury, a te wpływają z kolei na termikę.

Termika falowa

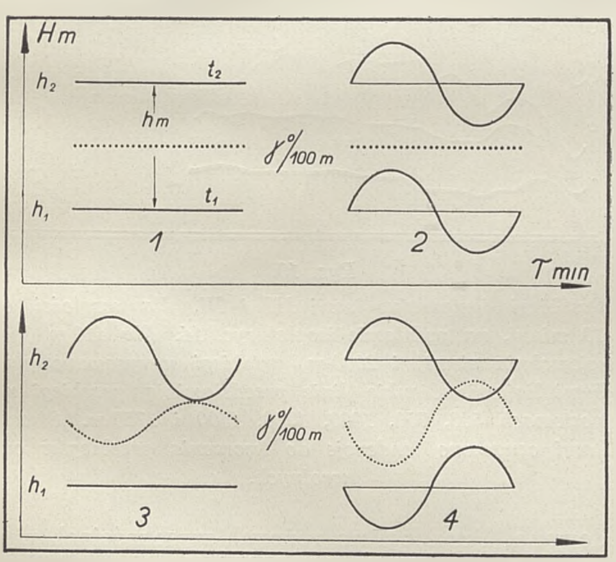
Z ryc. 14 wynikało, że linia pułapu warstw równowagi chwiejnej, oraz termoizoplety, mają czasem przebiegi odwrotne. Fakt ten pozwala sądzić, że i s t n i e j e o d m i a n a t e r m i k i w y w o ł a n a f a l o w a n i a m i t e m p e r a t u r y w w o l n e j a t m o s f e r z e. Na skutek falowań temperatury mogą bowiem zaistnieć cztery wypadki, przedstawione schematycznie na ryc. 17. Niech t_1 i t_2 przedstawiają przebiegi temperatur na wysokości h_1 i h_2, a $\gamma^{\circ}/100$ m gradient pionowy temperatury w warstwie o grubości h_m. Dno warstwy czyli h_1 może być powierzchnią ziemi lub jakimkolwiek poziomem w wolnej atmos-



Ryc. 16.

Powstawanie przyterenowej inwersji wieczornej, zmiany charakteru tej inwersji, oraz tworzenie się nad inwersją słabej termiki wieczorowej. U góry seria VI, u dołu seria VII. Katowice. Porównaj ryc. 15, stwierdzającą zanik atmosferycznych ruchów falowych podczas tworzenia się inwersji wieczorowej.

ferze. Wypadek 1 ryc. 17 kiedy nie ma żadnych zmian temperatury ani na dnie ani u pułapu warstwy, jest najprawdopodobniej czysto teoretyczny. W wypadku 2, istnieją falowania równofazowe wskutek czego gradient niezmienia się. W wypadku 3, zakładamy istnienie falowań tylko u pułapu warstwy. Następują wtedy periodyczne zmiany wartości gradientu, z maksimum podczas najsilniejszego oziębienia warstwy gór-



Ryc. 17.

Zmiany temperatury (linie ciągłe), oraz wywołane tym zmiany gradientu (linie kropkowane). Wypadek 1 = brak falowań temperatury tak u dna, jak i u pułapu dowolnej warstwy o grubości h_m; gradient pozostaje stały. Wypadek 2 = równofazowe falowania na dnie i u pułapu; gradient pozostaje stały. Wypadek 3 = falowanie u pułapu; gradient zmienia się i w dolinie fali temperatury może się stać nadadiabatycznym. Wypadek 4 = falowania o przeciwnych fazach; gradient bardzo łatwo staje się nadadiabatycznym. Istnieje jeszcze wypadek 5 odwrotny do 3, który oznacza warunki powstawania termiki terenowej. Wypadki 3 i 4 ilustrują powstawanie t. zw. termiki falowej.

TABL. II.

A $\Delta t=1^0$	1) $\Delta t_1=+0^0 5$, $\Delta t_2=-0^0 5$; 2) $\Delta t_1=0^0$, $\Delta t_2=-1^0 0$; 3) ($\Delta t_1=+1^0$, $\Delta t_2=0^0$)					
γ_n	$0^0 5$	$0^0 6$	$0^0 7$	$0^0 8$	$0^0 9$	$1^0 0$
h_m						
250	$0^0 9$	$1^0 0$	**$1^0 1$**	**$1^0 2$**	**$1^0 3$**	**$1^0 4$**
500	$0^0 7$	$0^0 8$	$1^0 9$	$1^0 0$	**$1^0 1$**	**$1^0 2$**
1000	$0^0 6$	$0^0 7$	$0^0 8$	$0^0 9$	$1^0 0$	**$1^0 1$**
B $\Delta t=2^0$	$\Delta t_1=+1^0$, $\Delta t_2=-1^0$; $\Delta t_1=0^0$, $\Delta t_2=-2^0$; ($\Delta t_1=+2^0$, $\Delta t_2=0^0$)					
250	**$1^0 3$**	**$1^0 4$**	**$1^0 5$**	**$1^0 6$**	**$1^0 7$**	**$1^0 8$**
500	$0^0 9$	$1^0 0$	**$1^0 1$**	**$1^0 2$**	**$1^0 3$**	**$1^0 4$**
1000	$0^0 7$	$0^0 8$	$0^0 9$	$1^0 0$	**$1^0 1$**	**$1^0 2$**
C $\Delta t=4^0$	$\Delta t_1=+2^0$, $\Delta t_2=-2^0$; $\Delta t_1=0^0$, $\Delta t_2=-4^0$; ($\Delta t_1=+4^0$, $\Delta t_2=0^0$)					
250	**$2^0 1$**	**$2^0 2$**	**$2^0 3$**	**$2^0 4$**	**$2^0 5$**	**$2^0 6$**
500	**$1^0 3$**	**$1^0 4$**	**$1^0 5$**	**$1^0 6$**	**$1^0 7$**	**$1^0 8$**
1000	$0^0 9$	$1^0 9$	**$1^0 1$**	**$1^0 2$**	**$1^0 3$**	**$1^0 4$**

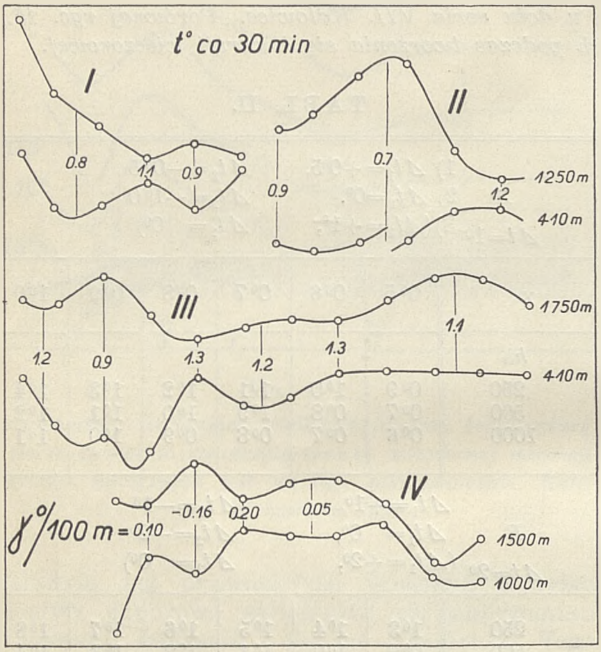
nej. Wypadek 4 dotyczy wreszcie falowań o fazach odwrotnych. Zmiany gradientu są wtedy największe. W wypadku tym gradient zwiększa się tak znacznie, że łatwo staje się on nadadiabatycznym.

Już niezbyt duże falowania typu 3 lub 4, prowadzą do powstawania termiki. Wskazuje na to tabl. II. W tablicy tej γ_n oznacza gradient normalny tzn. atmosfery, która niewykazuje jeszcze krótkookresowych zmian temperatury, a h_m grubość warstwy, w której pojawiają się następnie falowania. Tabl. II *A* dotyczy zmian temperatury o 1^0, tabl. II *B* o 2^0, II *C* o 4^0. Zmiany te oczywi-

ście mogą powstać w trojaki sposób, a mianowicie przez:

1. ocieplenie dna i jednoczesne oziębienie pułapu,
2. tylko oziębienie pułapu,
3. tylko ocieplenie dna.

Ostatnia możliwość, tzn. tylko ocieplenie dna, dotyczy termiki terenowej i nim się nie zajmuję. W każdym razie tabl. II wykazuje, że falowania temperatury o amplitudzie 1° do 2^{0} mogą łatwo sprowadzić atmosferę ze stanu równowagi stałej do stanu równowagi chwiejnej. Zmiany temperatury tego rzędu nie są w atmosferze niczym wyjątkowym i obserwuje się je bardzo często. Na ryc. 18 mamy przykłady tworzenia się tego rodzaju warstw równowagi chwiej-

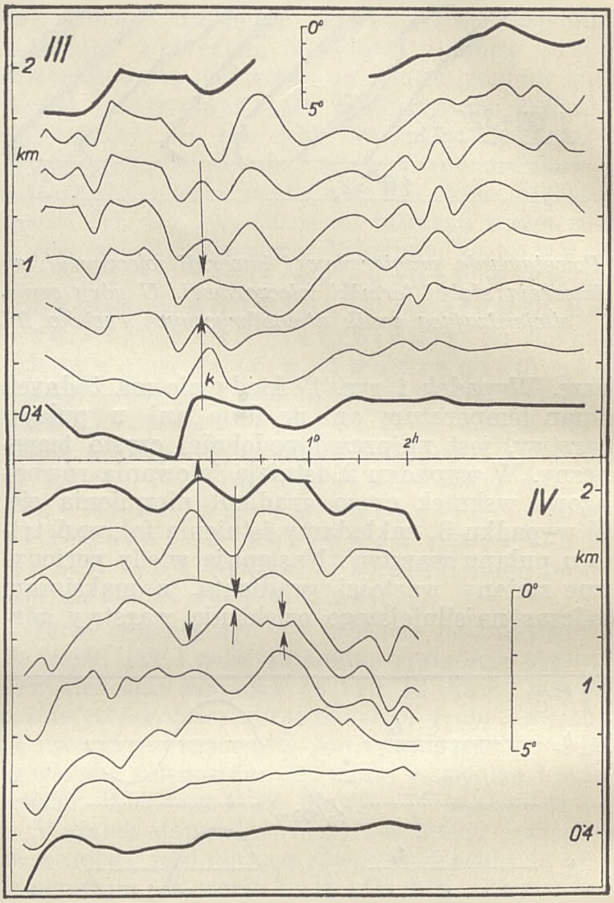


Ryc. 18.

Falowe przebiegi temperatury z termoizoplet ryc. 14, oraz wywołane tymi przebiegami zmiany gradientu. Serie I, II = przykłady powstawania warstw chwiejnych (gradienty $1^{0}1$ i $1^{0}2/100$ m). Seria III = osłabianie ($0^{0}9/100$ m) i wzmacnianie ($1^{0}3/100$ m) gradientów nadadiabatycznych. Seria IV = osłabianie ($0^{0}2/100$ m) i wzmacnianie ($-0^{0}16/100$ m) warstwy zaporowej.

nej. Są to przebiegi temperatur na różnych wysokościach. Temperatury odczytywane były w odstępach co 30 minut, z termoizoplet ryc. 14. Wysokość 410 *m* jest poziomem gruntu. Między krzywymi wpisane są odpowiednie gradienty. Serie I i II wykazują powstawanie warstwy równowagi chwiejnej, a seria III osłabianie i wzmacnianie się tej warstwy. Wykresy serii IV dotyczą periodycznych zmian gradientu w warstwie inwersyjnej.

Zmiany temperatury zobrazowane przez izoplety, uwidaczniają się jeszcze wyraźniej, jeśli wykreślimy przebiegi temperatur na rozmaitych wysokościach. Weźmy np. z izoplet ryc. 14 wartości temperatury co 10 minut, na wysokościach 410, 500, 750, 1000 *m* itd. Przebiegi takie dla serii III i IV przedstawia ryc. 19. Dla niektórych tylko punktów tych przebiegów zaznaczone są cienkimi strzałkami tendencje do tworzenia się przebiegów odwrotnych. W serii III widzimy np. jak silne ogrzanie dna ziemi przenosi się prawdopodobnie na skutek konwekcji (*k*) do 1000—1250 *m*, podczas gdy wyżej pojawia się tendencja do oziębienia. W serii IV tendencja jest niezdecy-



Ryc. 19.

Przebiegi temperatur serii III i IV, dla wartości co 10 minut, na podstawie izoplet ryc. 14. Dla 410 m (powierzchnia ziemi) i 2000 m, przebiegi wyrysowano grubymi liniami. Cienkie linie przedstawiają przebiegi na poziomach 500, 750, 1000, 1250, 1500 i 1750 m. Strzałkami oznaczono tendencje do tworzenia przebiegów odwrotnych.

dowana. Przebiegi na różnych wysokościach wykazują przez pewien czas zgodną fazę, po kilkudziesięciu minutach odwrotną.

Amplitudy i okresy zmian temperatury

Materiał pięciu seryj wzlotów nie wystarcza do dokładnego ustalenia średnich okresów i amplitud falowań temperatury, to też niżej omawiane wartości uważać należy jedynie za orientacyjne.

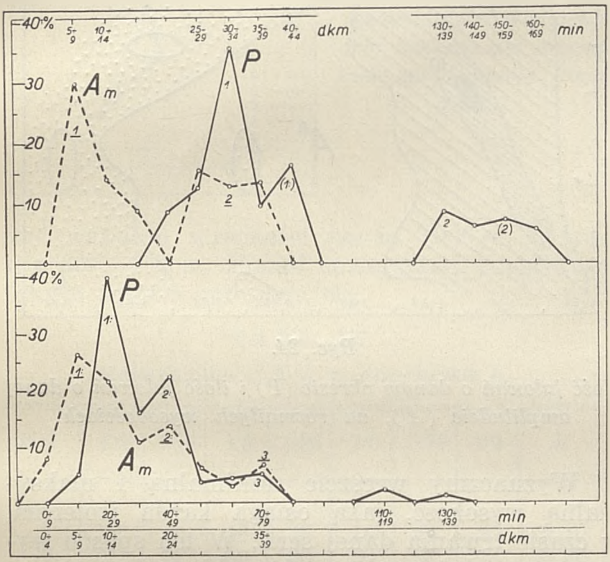
Pierwszym zagadnieniem, jakie się nasuwało, było wyznaczenie procentu powierzchni izoplet, zajętej przez oscylacje o danym okresie i danej amplitudzie.

Na ryc. 20 mamy zobrazowaną wielkość powierzchni zajętych przez falowania o okresie *P*

i amplitudzie A_m, w procencie od powierzchni izoplet wszystkich pięciu seryj. Krzywe u góry ryciny przedstawiają stosunki dla falowań długich (dla izoplet ryc. 13), u dołu dla falowań krótkich (dla izoplet ryc. 14). Wartości A_m są podane na ryc. 20 w dekametrach i oznaczają średnią amplitudę falowania izoterm w ciągu czasu trwania seryj.

Okresy fal długich (krzywa *P*, u góry ryc. 20), oraz okresy fal krótkich (krzywa *P*, u dołu ryc. 20) wykazują w obu wypadkach 3 grupy, które zajmują następujący procent powierzchni izoplet:

Okres *Falowanie długie:*		Okres *Falowania krótkie:*	
ca 65 min	35%	ca 25 min	40%
„ 85 min	16%	„ 45 min	23%
„ 135—165 min	7%	„ 75 min	5%



Ryc. 20.

Procent powierzchni izoplet, czyli procent czasu zajętego przez falowanie o okresie P, i amplitudzie biegu izoterm A_m. U góry stosunki dla długookresowych falowań temperatury (tzn. dla ryc. 13) u dołu dla krótkookresowych (tzn. dla ryc. 14).

Charakterystycznym jest, że wartości liczbowe okresów mają się do siebie w falowaniach długich — w przybliżeniu jak 1 : 2 (65 : 135 i 85 : 165), w falach krótkich jak 1 : 2 : 3 (25 : 45 : 75).

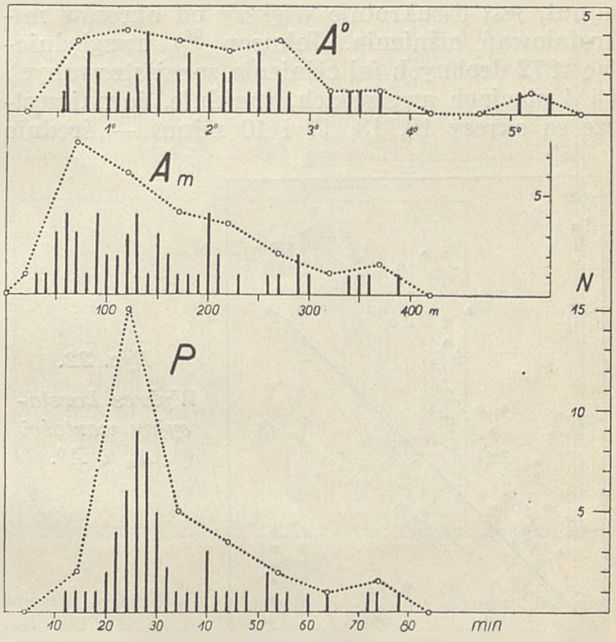
Amplitudy A_m mieszczą się tak w wypadku falowań długich jak i krótkich w zakresie od 50 do 400 *m*. Procent powierzchni izoplet zajętej przez falowania o danej amplitudzie, przedstawia się następująco:

Falowania długie: Amplituda		*Falowania krótkie:* Amplituda	
50—140 *m*	49%	50—140 *m*	44%
200—240 *m*	13%	250—390 *m*	42%
350—390 *m*	7%		

I tu, dla falowań krótkich, średnie wartości amplitud mają się do siebie, jak 1 : 2 : 3 (95 : 220 : 370).

Reasumując możemy powiedzieć, że przynajmniej w wypadkach wyżej opisanych **n a j w i ę k s z y p r o c e n t c z a s u z a j m u j ą o s c y l a c j e o o k r e s i e o k o ł o 25 m i n u t, i a m p l i t u d z i e b i e g u i z o t e r m w y n o s z ą c e j 50—140 *m*. N a s t ę p n i e p o j a w i a j ą s i ę w i e l o k r o t n o ś c i t y c h c y f r. T e f a l o w a n i a, k t ó r e m o ż n a n a z w a ć k r ó t k i m i n a ł o ż o n e s ą n a f a l o w a n i a d ł u ż s z e, k t ó r e m a j ą o k r e s c a 65 m i n u t, a a m p l i t u d ę 50—140, l u b 250—390 *m*.**

Rozważmy teraz falowania rzeczywiście obserwowane, nie rozbijając je na falowania długie i krótkie. Podzielmy w tym celu izoplety ryc. 14



Ryc. 21.

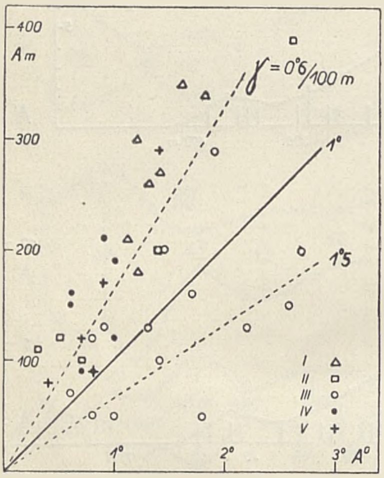
P = okresy falowań temperatury; średnie dla jednolitych fal sięgających od powierzchni ziemi do 2000 m. A_m = średnie amplitudy zmian wysokościowych izoterm. A^0 = średnie amplitudy przebiegów temperatury na poziomach: 410, 500, 750, 1000 m itd. Wartości P, A_m i A^0 przedstawione są dla grup co 2 minuty, 10 m i 0°1, oraz dla grup 0—9, 10—19, 20—29 min itd., 0—40, 50—90, 100—140 m itd., 0°—0°4, 0°5—0°9, 1°0—1°4 itd.

na jednolite kolumny pionowe o tej samej lub odwrotnej fazie falowań i dla kolumn takich obliczmy średni okres i średnie wahania wysokości izoterm. Za okres brałem zawsze średnią z odległości czasowej między dwoma sąsiednimi maksimami, plus odległość czasową między dwoma sąsiednimi minimami. Ilość występowania tych średnich okresów (*P*) i średnich wahań wysokościowych izoterm (A_m), przedstawia ryc. 21. Na wykresie A^0, mamy nad to zobrazowane amplitudy przebiegu na wysokościach 410, 500, 750, 1000 *m* itd. Ryc. 21 przedstawia wartości *P*, A_m i A^0 w dwojaki sposób: dla wartości co 2 minuty, 10 *m* i 0°1 (linie pionowe), oraz dla grup: co 10 min, 50 *m* i 0°5 (krzywe kropkowane).

Jak widzimy z linij pionowych w **f a l o w a n i a c h t e m p e r a t u r y n a j c z ę s t s z y m**

jest okres 26 minut. Istnieją też drugorzędne maksima na 40 i 52 minutach. Najdłuższa fala miała okres 78 minut. Średnia amplituda biegu izoterm A_m, mieści się w zakresie od 30 do 400 *m*, z maksimum częstotliwości między 50 a 90 *m*. Amplituda A^0 mieści się w granicach od 0°5 do 5°5. Krzywe kropkowane na ryc. 21 wykazują, że falowania temperatury są ściśle ograniczone co do okresu, ale raczej dowolne co do amplitud. Linie pionowe mają bowiem w wypadku *P* wyraźne skupienia, dla A_m już niewyraźne, a w A^0 nie posiadają zupełnie skupień.

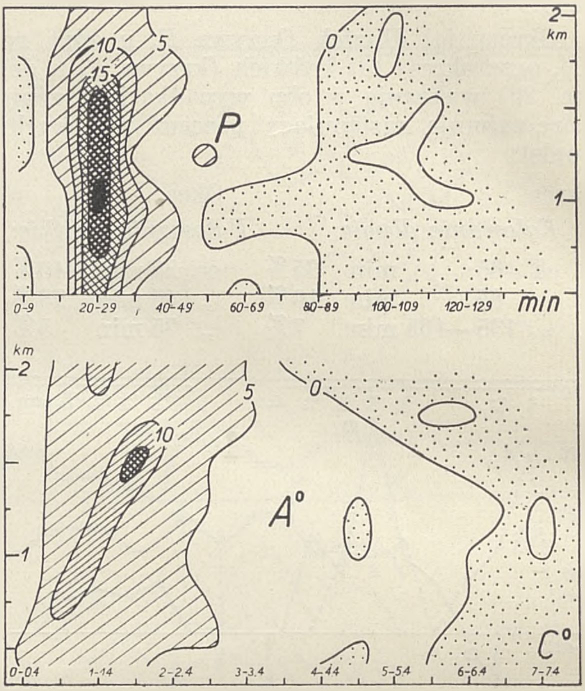
Interesującym jest, że znaleziony tu okres 26 minut, jest dwukrotnie większy od okresów mikrofalowań ciśnienia. Johnson [50]) uwzględniając 1872 drobnych fal ciśnienia zarejestrowanych na 4 stacjach angielskich, znajduje, że najczęstsze są okresy 10, 13, 17 i 10 minut — średnio



Ryc. 22. Wykres korelacyjny wartości A_m i A^0.

więc 12,5 minuty, czyli dokładnie połowa omawianego tu 26-minutowego okresu temperatury.

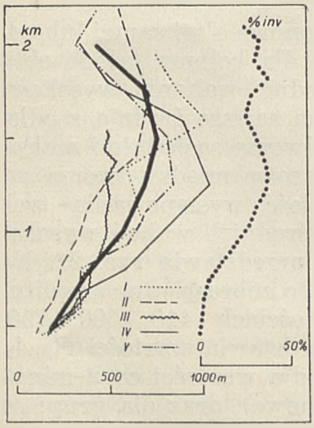
Krzywe A_m i A^0 na ryc. 21 nie muszą być podobne, jakby się to na pierwszy rzut oka zdawało. Identyczność A_m i A^0 zachodziłaby teoretycznie wtedy, gdyby każdym stu metrom A_m, odpowiadał jeden stopień A^0. To jednak oznaczałoby, że w atmosferze panuje gradient adiabatyczny, a jak wiadomo w takim wypadku zmiany temperatury w ogóle nie istnieją. Wykres korelacyjny wartości A_m i A^0 (ryc. 22) wykazuje, że zmiany temperatury zachodziły przy średnim gradiencie 0°6/100 *m*, z wyjątkiem serii III, gdzie gradient wynosi około 1°5/100 m.



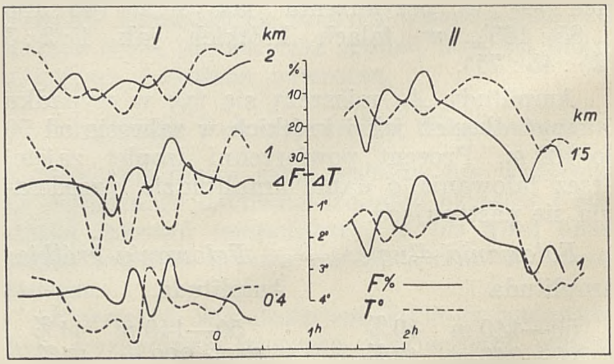
Ryc. 24.

Ilość falowań o danym okresie (P) i ilość falowań o danej amplitudzie (A^0), na rozmaitych wysokościach.

Wyznaczmy wreszcie minimalną i maksymalną wysokość, jaką osiąga każda izoterma, w czasie trwania danej serii. W ten sposób wyznaczymy ekstremalny zakres biegu izoterm — oczywiście tylko w okresie serii. Zakresy te podane są na ryc. 23, gdzie linia gruba przedstawia średnie ze wszystkich seryj. Jak widzimy zakres biegu izoterm nie jest wcale zależny od czasu trwania obserwacyj. Tak np. seria III zawiera w sobie obserwacje z 5 godz. 30 min., a seria IV z 4 godz. 20 min., a mimo to izotermy serii IV miały



Ryc. 23. Maksymalny zakres biegu izoterm w poszczególnych seriach, oraz średnia ze wszystkich seryj (linia gruba). Z boku ryc., procentowa częstość pojawiania się inwersyj, średnio w ciągu 5 seryj.

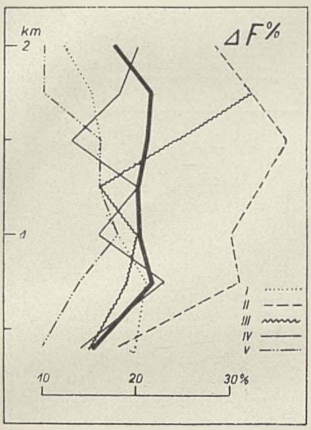


Ryc. 25.

Przebiegi wilgotności względnej z tendencją do biegu odwrotnego aniżeli temperatura.

[50]) Johnson: loc. cit. 6, p. 23.

na 1250 *m* dwukrotnie większy zakres ruchu, niż izotermy serii III. Na ryc. 23 wyrysowana jest również średnia procentowa częstość występowania inwersyj (*% inv.*). Porównanie wskazuje, że izotermy mają największy zakres biegu w obrębie najczęstszego poziomu inwersyjnego. Inaczej mówiąc, inwersja składa się z najruchliwszych izoterm. Odnośnie wartości wahań, to wynosi ona dla izoterm przygruntowych 200 *m*. W warstwie najczęstszych inwersyj, tzn. na wysokości 1250 *m*, izoterma może



Ryc. 26.

Średnie zmiany wilgotności względnej ze sondażu na sondaż na różnych poziomach w poszczególnych seriach, oraz średnia dla wszystkich seryj razem (linia gruba).

mieć wahania wysokości ponad 1000 *m*, a średnio 600—700 *m*. Ponad inwersjami ruchliwość izoterm znowu zmniejsza się.

TABL. III.

Maksymalne $\Delta F\%$ w czasokresie *h*

Km	2·0	1·75	1·5	1·25	1·0	0·75	0·4	*h*
Ser.								
I	12	15	16	15	18	**21**	20	2h 40
II	28	32	**36**	33	30	31	18	2h 30
III	—	**32**	24	16	20	19	15	5h 30
IV	20	18	13	20	16	**23**	14	4h 20
V	10	10	16	16	**18**	14	10	3h 30

TABL. IV.

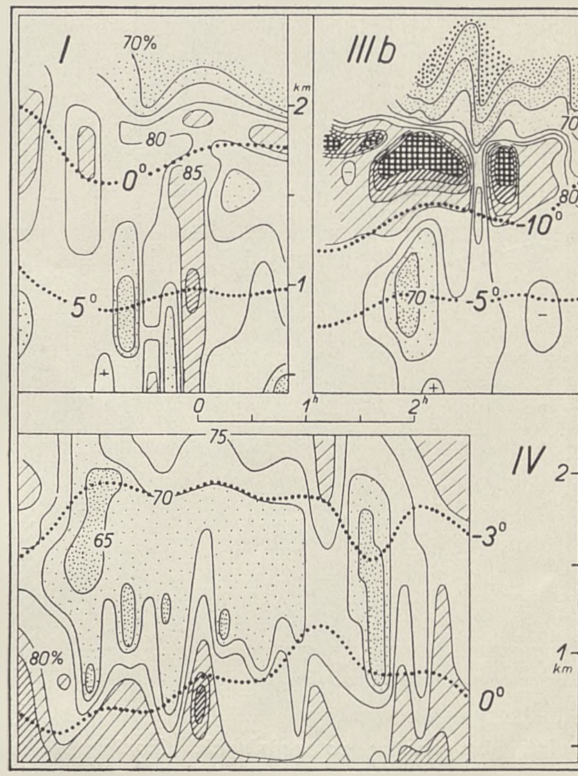
Średnia $F\%$ w poszczególnych seriach

Km	2·0	1·5	1·0	0·4	średnia
Ser.					
I	78	**80**	79	78	79
II	55	57	62	**68**	60
III	69	**88**	79	82	82
IV	74	69	74	**81**	75
V	**66**	62	60	60	62

Rozważmy w końcu jak zmienia się z wysokością ilość fal temperatury o danym okresie i danej amplitudzie. W tym celu biorę dane na poziomach co 250 *m*. Ryc. 24 przedstawia ilość falowań o okresach 0—9, 10—19, 20—29 itd. minut, oraz ilości falowań o amplitudach 0^0—$0^0 4$, $0^0 5$—$0^0 9$, $1^0 0$—$1^0 4$ itd. Możemy stwierdzić, że okres 20—29 minut jest najczęstszy na wysokości 1 *km*, a z amplitud najczęstsze są wartości $1^0 5$ do $1^0 9$, na wysokości 1·5 *km*.

Zmiany wilgotności

Jeśli wszystkie wyżej opisane zmiany temperatury nie były spowodowane bezwładnością termografu, to zmiany te musiały wywołać odwrotne do siebie wahania wilgotności względnej. Trzeba naturalnie przyjąć, że ilość pary wodnej zawarta w 1 m^3 powietrza była w ciągu czasu



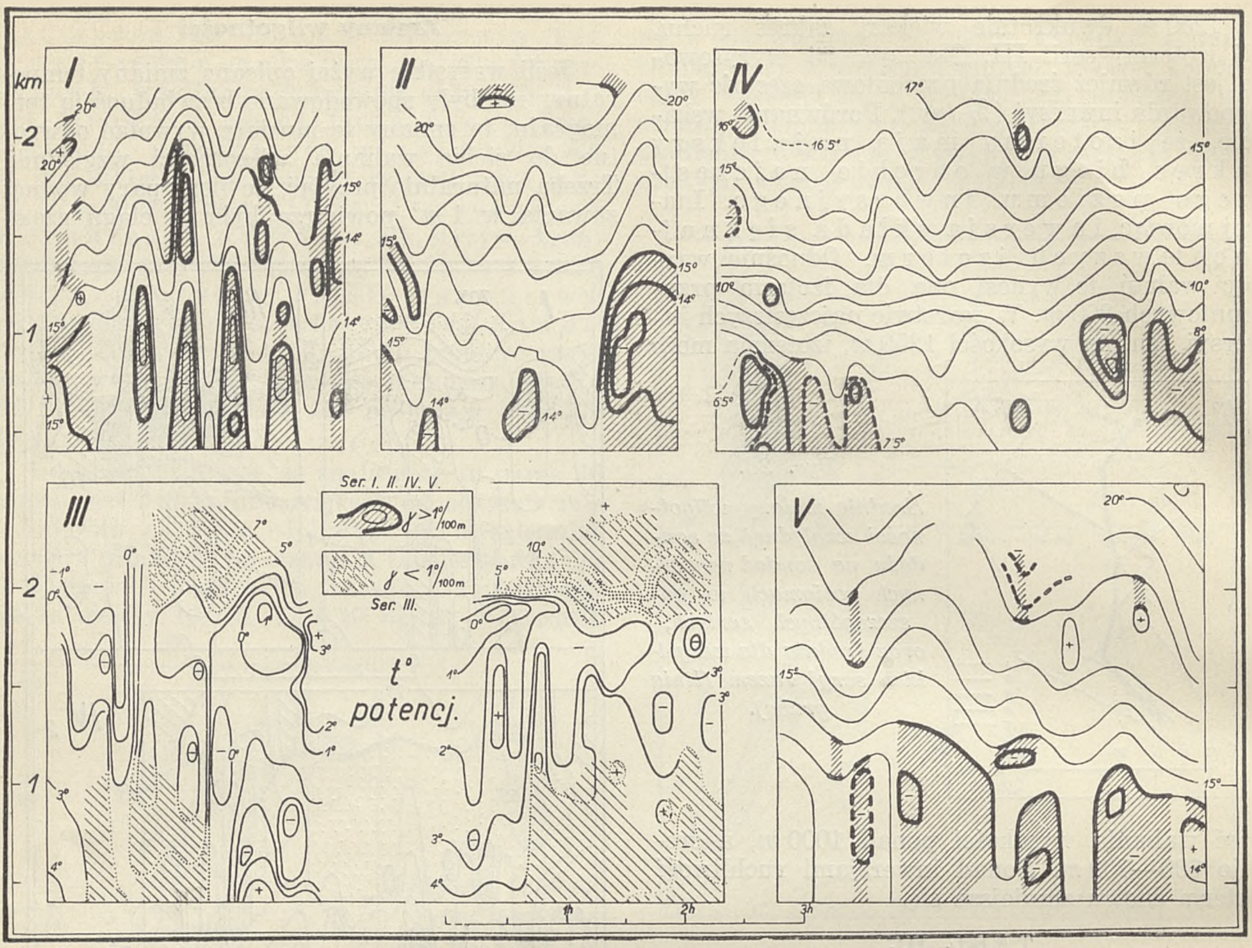
Ryc. 27.

Izoplety wilgotności względnej. III b = druga połowa serii III. Liniami kropkowanymi wrysowano niektóre izotermy.

trwania seryj, mniej więcej stałą. Opadów w ciągu czynionych przeze mnie obserwacyj nie było (z wyjątkiem pierwszej połowy serii III), więc założenie takie jest dozwolone.

Okazuje się, że zmiany temperatury są rzeczywiste, gdyż wywołują odwrotne do siebie zmiany wilgotności względnej. Przykłady takiej odwrotności mamy na ryc. 25. Ściślej mówiąc, nie są to przebiegi dokładnie odwrotne, a tylko mające tendencje do biegu odwrotnego. Jednakże np. w serii I na wysokości 1 *km* i 0·4 *km*, odwrotność jest dobrze zaznaczona.

Wskazania hygrometru włosowego są oczywiście bardzo niedokładne, jednakże w ciągu czasu trwania danej serii obserwowało się zmiany wilgotności odbiegające daleko poza granice błędu hygrografu. Tabl. III podaje różnice między najniższą a najwyższą wilgotnością zaobserwowaną w danej serii i na danym poziomie. Różnice te mogą dochodzić do 36% wilgotności, a nie spadają nigdy poniżej 10%. Tabl. IV podaje średnie wilgotności względne, na poszczególnych poziomach. Wykres korelacyjny między wartościami tabl. III i IV wykazuje, że wyższym wil-



Ryc. 28.

Izoplety temperatur potencjalnych. Izoplety te można rozpatrywać jako drogi pionowych ruchów powietrza. Partie równowagi chwiejnej są na rycinie zakreskowane, z wyjątkiem serii III, gdzie zakreskowane są partie równowagi stałej.

gotnościom towarzyszą na ogół większe zmiany. Średnie zmiany wilgotności względnej ze sondażu na sondaż przedstawione są na ryc. 26. Średnia dla wszystkich seryj (linia gruba) wykazuje, że zmiany te mają przeciętnie wartość około 20% wilgotności względnej.

Bliższe rozpatrzenie przebiegów wilgotności zdaje się wskazywać, że istnieją dwa rodzaje zmian: jeden pochodzący z prądów konwekcyjnych, drugi z ruchów falowych. Rodzaj zmian jest w obu wypadkach taki sam, a mianowicie odwrotny do temperatury. Weźmy pod uwagę przykłady ryc. 27. W serii I przestrzeń leżąca powyżej izotermy 0°, a w serii IV powyżej —3°, są to warstwy nadinwersyjne. W warstwach tych bieg wilgotności względnej jest zgodny z biegiem izoterm. W serii I, do około 500 *m*, panowała silna termika i zmiany wilgotności są tam wywołane albo przewagą prądów wstępujących (pola zakreskowane), albo opadających (pola zakropkowane). To samo mamy w serii IV, do wysokości izotermy 0°. W serii III *b*, poniżej poziomu chmur obserwuje się też silne jądro niskich wilgotności, wywołane prądami opadającymi. Po tym wilgotność nie zmienia się, gdyż zapanowywuje równowaga stała (patrz ryc. 14). Bieg izoterm w tych przykładach jest też zgodny z biegiem izarytm wilgotności.

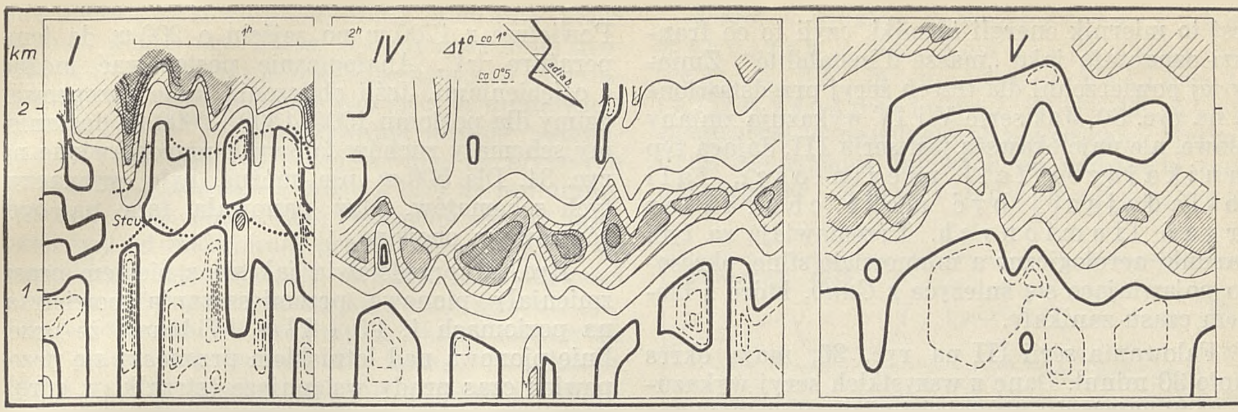
Na ogół można powiedzieć, że w warstwie prądów konwekcyjnych tzn. tam gdzie izotermy podnoszą się, wilgotność wybitnie się zwiększa. Np. w okolicy izotermy 5° serii I, izotermy —10° serii III *b*, 0° serii IV. W warstwie zaporowej rodzaj zmian jest taki sam, ale są one słabe i mniej regularne. Np. w okolicy izotermy —3° serii IV.

Zmiany termicznej równowagi pionowej

Najważniejszym efektem regularnych zmian temperatury jest falowy charakter termiki tak pozytywnej tzn. równowagi chwiejnej, jak też i negatywnej tzn. równowagi stałej.

Falowy charakter termiki ilustrują najlepiej temperatury potencjalne, których izotermy można — jak wiadomo — uważać za drogi pionowych ruchów powietrza. Izoplety temperatur potencjalnych dla wszystkich pięciu seryj, przedstawia ryc. 28. Partie o równowadze chwiejnej są na tej rycinie zakreskowane, z wyjątkiem serii III gdzie odwrotnie, partie o równowadze stałej są zakreskowane. Zamknięte izotermy można rozważać przy tym za pionowe krążenia termiczne a cienkie izotermy jako ruchy pionowe falowe.

Widzimy przede wszystkim, że izotermy podnoszą się i opadają nie tylko



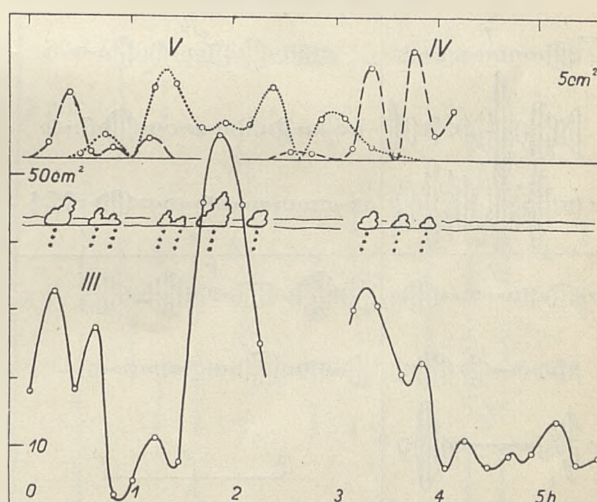
Ryc. 29.

Różnice między temperaturą obserwowaną, a temperaturą adiabaty. Schemat obliczania tych różnic podany jest u góry ryc. Różnice ujemne t. zn. dla równowagi stałej, kreślone są co 1° (linie ciągłe). Różnice dodatnie t. zn. dla równowagi chwiejnej kreślono co 0°5 (linie kreskowane). Zakreskowane są warstwy zaporowe (inwersyjno-izotermiczne).

w warstwach chwiejnych (partie zakreskowane ryc. 28). Tak samo w warstwach bardzo stałych tzn. tam gdzie wartości izoterm ku górze rosną, obserwujemy wybitne falowania (izotermy kreślone cienkimi liniami).

Kształt termoizoplet cienkich w serii I i w zakończeniu serii II, dostosowuje się do izoterm równowagi chwiejnej. Z tego wniosek, że ruchy falowe zdają się być modyfikowane przez silną termikę. Inaczej jest w serii IV, V i we większości serii II. Tam izotermy ruchów falowych zdają się nadawać kształt izotermom termiki. Tak więc przy słabej termice — natężenie, czas trwania i pułap termiki zdają się być uwarunkowane wyżej panującymi ruchami falowymi. Seria III stanowi wyjątkowy wypadek o bardzo silnej równowadze chwiejnej, ale z intensywną inwersją. Na inwersji tej musiały się niewątpliwie rozwijać silne ruchy falowe. Z przebiegu zwykłych izoterm (ryc. 14) wynikałoby, że ruchy te sięgały aż do ziemi i że przechodziły przez warstwy termiki, niezależnie od niej. Temperatury potencjalne serii III na ryc. 28, są jednak tak nieregularne, że nic pewnego nie można stwierdzić.

Falowy charakter termiki negatywnej, a szczególnie warstw zaporowych, uwidacznia się jeszcze lepiej na wykresach przedstawiających różnice między temperaturą obserwowaną a temperaturą adiabaty. Biorąc te różnice tak jak jest to przedstawione u góry ryc. 29, dostaniemy bardzo instruktywne obrazy. W serii IV i V widzimy silne warstwy zaporowe (partie zakreskowane) o zmiennym natężeniu i falistym przebiegu. Od warstw tych zależy tak termika przyziemna, jak i termika w wolnej atmosferze (pola z liniami przerywanymi, wewnątrz linij grubych). Falowe podnoszenie się pułapu termiki oraz wzmacnianie się termiki, jest na przykładzie serii IV i V dobrze widoczne. Inaczej jest gdy występuje termika o dużym natężeniu (seria I na ryc. 29). Ale i wtedy w biegu izarytm można się doszukać przebiegu falowego, np. między 1000 a 1500 *m*. W serii I widoczny jest też wpływ falowań na warstwy chmurne. Na ryc. 29 I zaznaczone są liniami kropkowanymi dolna i górna powierzchnia *Stcu*. Widzimy, że powierzchnie chmury przenoszą się, zależnie od falowań warstwy niestałości, w której tworzy się chmura. Z drugiej zaś strony, falowanie tej warstwy zdaje się być zależne od falowań warstwy stałej (zakreskowanej na ryc. 29).



Ryc. 30.

Zmiany natężenia termiki w serii V, IV i III. Natężenia wyrażone są powierzchnią emagramów. W wypadku serii III, przebieg natężenia termiki ma postać zanikającej fali drgań tłumionych.

Przebieg zjawisk termicznych posiada więc niewątpliwie charakter falowy. Może to być wywołane tym, że ruchy falowe mają względem termiki nadrzędną rolę i przechodzą przez warstwy chwiejne; falowość może też leżeć w samej naturze termiki. W każdym razie termika zmienia swój pułap, jak i natężenie, w sposób falowy. Zmiany natężenia widoczne są doskonale, jeśli weźmiemy pod uwagę powierzchnię zawartą między temperaturą obserwowaną a adiabatą.

Jest to miernik energii termiki, czyli to co francuzi oznaczają jako „masse d'instabilité". Zmiany tej powierzchni dla trzech seryj przedstawione są na ryc. 30. Już serie V i IV wykazują zmiany falowe, ale najciekawszą jest seria III, dająca typ z a n i k a j ą c e j f a l i n i e s t a ł o ś c i, f a l i p o s i a d a j ą c e j b y ć m o ż e c h a r a k t e r d r g a ń t ł u m i o n y c h. Przemawiają za tym warunki aerologiczne a mianowicie silne, okresowo pojawiające się śnieżyce z *Cunb,* które z biegiem czasu zanikały.

Falowania serii III na ryc. 30, mają okres około 30 minut. Dane z wszystkich seryj wykazują, że w natężeniu niestałości zdają się istnieć następujące okresy:

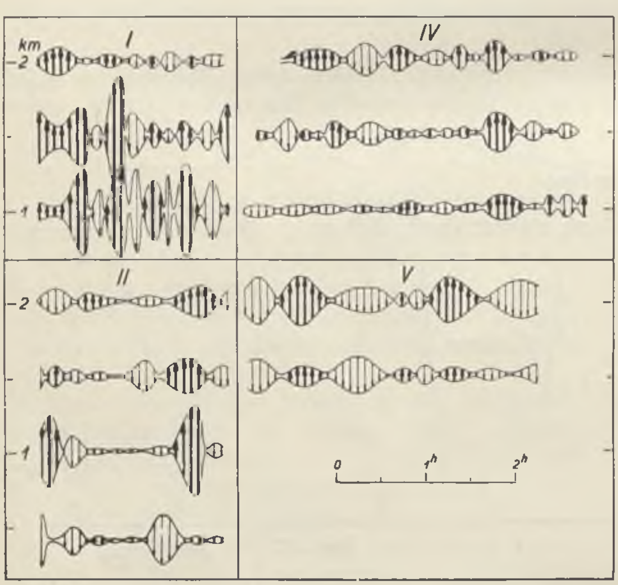
Czas trwania okresów silniejszej termiki . . . . = 60—65 min

Czas trwania okresów słabej termiki . . . . = 27—33 min

Odstęp czasowy między maksymalnymi natężeniami termiki = 29—35 min

Związek zmian temperatury z ruchami falowymi

Jeśli zmiany temperatury zachodzące ze sondażu na sondaż wywołane są ruchami falowymi, to łatwo można wyznaczyć amplitudę pionowego przemieszczania się powietrza. Należy tylko przyjąć, że ruchy falowe odbywają się adiabatycznie.



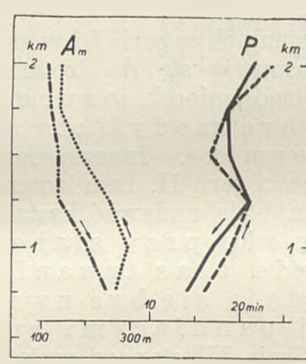
Ryc. 31.

Schematy ruchów falowych, obliczane na podstawie zmian temperatury ze sondażu na sondaż, przy założeniu, że ruchy falowe odbywają się adiabatycznie.

Niech np. w sondażu Nr 1 temperatura na 1500 *m* wynosi 0^0, a na 2000 *m* $2^0$5. Niech teraz po pewnym czasie w sondażu Nr 2, na 1500 *m* zaobserwujemy zamiast 0^0, $+1^0$. Ocieplenie to jest spowodowane ruchem powietrza w dół. Łatwo obliczyć z jakiego poziomu sondażu Nr 1 powietrze musiało wyruszyć, ażeby w sondażu Nr 2 dać na 1500 *m* temperaturę $+1^0$. Jest to poziom 1700 *m*, na którym w Nr 1 panowała temperatura -1^0. Powietrze z 1700 *m* po zejściu o 200 *m* da temperaturę $+1^0$. Analogicznie postępować można z oziębieniami. Jeśli obliczenia takie przeprowadzimy dla poziomu 1000, 1500 i 2000 *m*, dostaniemy schematy ruchów falowych przedstawione na ryc. 31. Dla 500 *m* nie można było wyznaczyć tych schematów, gdyż panowała tam na ogół równowaga obojętna.

Ryc. 31 przedstawia jak się z biegiem czasu zmieniały pionowe przemieszczania powietrza, na poziomach 1, 1·5 i 2 *km*. Widzimy, że przez linię pionową nad lotniskiem przenoszą się przez pewien czas prądy wstępujące (strzałki w górę), a po tym przez pewien czas prądy opadające (strzałki w dół). Przemieszczenia powietrza w górę względnie w dół, są początkowo małe, po tym stopniowo rosną, a następnie regularnie maleją. Ryc. 31 wykazuje przy tym, że zmiany natężenia prądów pionowych posiadają wyraźny charakter falowy. Gdybyśmy uzupełnili ryc. 31 schematami dla poziomów np. co 100 *m*, dostalibyśmy zupełnie dokładny obraz falowych prądów pionowych.

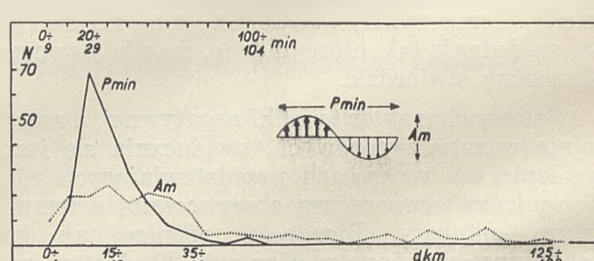
Uderzającą jest względnie duża regularność fal zobrazowanych na ryc. 31. M i m o



Ryc. 32.

Amplitudy (A_m) i okresy (P), prądów wstępujących towarzyszących ruchom falowym (strzałka w górę) i prądów opadających (strzałka w dół).

n a p o z ó r c h a o t y c z n y c h p r z e b i e g ó w t e m p e r a t u r y i p r z e b i e g ó w z m i a n t e m p e r a t u r y, w z b u d z a j ą c e j e f a l o w a n i a s ą r e g u l a r n e.



Ryc. 33.

Częstotliwość amplitud i okresów falowań prądów pionowych.

Wyznaczmy z kolei wartości amplitud prądów pionowych falowych, oraz czasy trwania tych prądów. Przedstawia je ryc. 32, na której strzałka w górę oznacza wykresy dla prądów wstępujących, strzałka w dół dla opadających. Amplitudy mieszczą się między 100 a 300 *m* a średnio wynoszą 200 *m*. Wartość 200 m jest natural-

nie połową całkowitej amplitudy falowania, która wynosi wobec tego 400 *m*. Na zupełnie innej drodze Küttner znajduje dla Moazagotlu w Riesengebirge zupełnie podobne wartości, a mianowicie 200 do 500 *m* [51]). Czasy trwania prądów wstępujących i opadających przedstawione na krzywych *P* ryc. 32, mieszczą się między 15 a 24 minutami. Weźmy teraz pod uwagę całkowite okresy falowań tzn. od maksimum prądów wstępujących do maksimum opadających. Wykres częstotliwości tych okresów przedstawia krzywa *P min* na ryc. 33. Najczęstsze jak widzimy są okresy między 20 a 29 minutami, średnio 26 minut. Najdłuższy okres wypada między 100 a 104 minutami. Amplitudy falowań (krzywa A_m) nie są już tak ostro ograniczone do jednej grupy wartości i przybierają równie często wszystkie wartości do 400 *m*. Bardzo rzadkie są wypadki, w których sięgają one do 1300 *m*.

Doświadczenia z lotów szybowcowych potwierdzają istnienie tego rodzaju falowań. Barogramy z lotów podczas halniaka wykazują mianowicie regularne i duże zmiany wysokości. 10 najtypowszych barogramów z III Krajowych Zawodów Szybowcowych (1935, Ustianowa) pozwoliło ustalić następujące dane:

TABL. V

Okresy wznoszeń i opadań, oraz całkowitych fal wysokościowych z 10 najtypowszych barogramek halniaka (III K. Z. S., Ustianowa 1935)

Czas trwania (minut)	Ilość wypadków		
	wznoszenia (pół fali) szybowca	opadania (pół fali) szybowca	całkowitej fali na barogramie
0–4	6	7	0
5—9	**11**	9	4
10—14	**11**	**11**	4
15—19	4	5	6
20—24	—	—	**11**
25—29	—	—	**12**
30—34	—	—	2
35—39	—	—	3
40—44	—	—	3

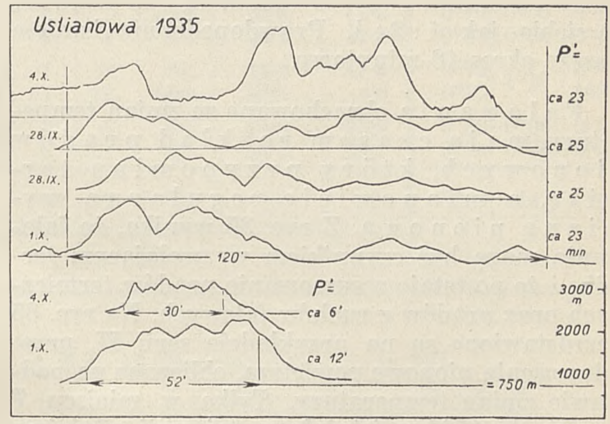
TABL. VI

Amplitudy fal wysokościowych na 10 najtypowszych barogramach halniaka (III K. Z. S.)

Amplituda (metrów)	Ilość wypadków
0—240	7
250—490	**18**
500—740	9
750—990	7
1000—1240	2
1250—1490	1
1500—1740	0
1750—2000	1

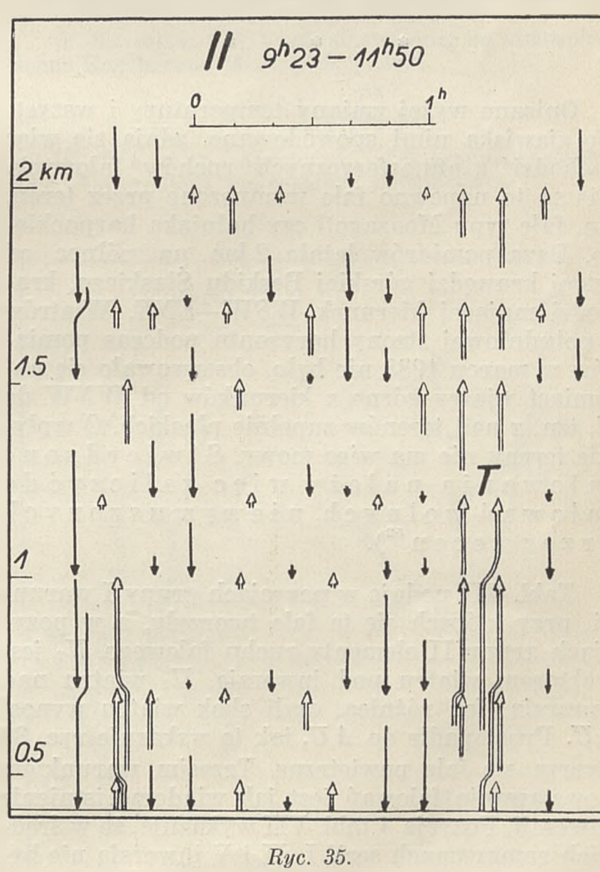
[51]) Küttner: loc. cit. 29, p. 107.

Z tabl. V widzimy, że **najczęstszy okres wznoszeń i opadań szybowca wynosi 5 do 14 minut, a całkowitej fali wysokościowej 20 do 29 minut.** Zgadza się to najzupełniej z wynikami otrzymanymi dla ruchów falowych na podstawie zmian temperatury. Amplitudy wahań wyso-



Ryc. 34.

Barogramy szybowcowe z typowych warunków halniaka, z wahaniami wysokościowymi o okresach 23—24, 12 i 6 minut. Przykłady z III K. Z. S.



Ryc. 35.

Przemieszczania pionowe powietrza, obliczone ze zmian temperatury, dla poziomów 410, 700, 1000, 1300, 1500, 1700 i 2000 m, w odstępach czasowych co 10 minut. Równowaga chwiejna istniała tylko w miejscu T, do wysokości 1500 m. Inne przemieszczenia są wywołane prawdopodobnie wolnymi ruchami falowymi.

kościowych szybowców przedstawione w tabl. VI są najczęstsze między 250 a 490 *m*. Amplitudy ruchów falowych z ryc. 33 dają zupełnie podobną wartość. Ryc. 34 ilustruje najlepiej falowania linii wysokościowej barogramów typu halniaka. W górnych 4 barogramach mamy nieregularne fale o okresie 23 i 25 minut, w dwu dolnych falowania krótkie o okresie 12 i 6 minut. I tu wartości 6, 12 i 24 mają się do siebie jak 1 : 2 : 4. Prawdopodobnie istnieje jeszcze okres 18-minutowy.

Falowania obrachowane ze zmian temperatury, mają czasem rozkład prądów pionowych, który przypomina termikę, a mianowicie regularną wymianę pionową. Z ryc. 35 wynika, że falowania mogą być czynnikiem wyzwalającym termikę i że powstaje zesumowanie prądów termicznych oraz prądów z ruchów falowych. Na ryc. 35 przedstawione są na przykładzie serii II, przemieszczenia pionowe powietrza, obliczone na podstawie zmian temperatury. Tylko w miejscu *T* i tylko do 1500 *m* istniała w tej serii silniejsza równowaga chwiejna. Tymczasem i w innych miejscach ryc. 35 widzimy regularną wymianę pionową, a suma długości strzałek w górę, jest dokładnie równa sumie długości strzałek w dół. To samo wykazuje seria IV, natomiast serie I i V nie posiadają już tej właściwości.

* * *

Opisane wyżej zmiany temperatury i wszystkie zjawiska nimi spowodowane, zdają się więc pochodzić z atmosferycznych ruchów falowych. Nie są to napewno fale wymuszone przez teren, tzn. fale typu Moazagotl czy halniaka karpackiego. Baza pomiarów leżała 2 *km* na północ od ostrej krawędzi górskiej Beskidu Śląskiego, krawędzi mającej kierunek *WSW—ENE*. Wiatrów z południowej strony horyzontu podczas pomiarów w marcu 1938 nie było, obserwowało się natomiast wiatry górne z kierunków od *WNW* do *N*, tzn. z nad terenów zupełnie płaskich. O wpływie terenu nie ma więc mowy. Stwierdzone falowania należy więc zaliczyć do falowań wolnych, niewymuszonych przez teren[52]).

Tabl. VII podaje w pozycjach grupy I warunki, przy których się te fale tworzyły, a w pozycjach grupy II elementy ruchu falowego. U_2 jest wektorem wiatru pod inwersją, U_1 wiatru nad inwersją. Ich różnica, czyli skok wiatru wynosi ΔU. Prostopadle do ΔU, jak to wskazuje ryc. 36 tworzą się fale powietrzne. Trzecim warunkiem powstawania falowań jest jak wiadomo istnienie inwersji. Pozycja 4 tabl. VII wykazuje, że w średnich emagramach serii I, II i V inwersja nie była co prawda obserwowana a w serii IV była minimalna, wiemy jednak, że w ciągu trwania tych seryj, pojawiały się często silne inwersje.

Znając okresy zmian temperatury i szybkość wiatru, można obliczyć długości fal w *km*. Mnożąc te dwie wartości otrzymujemy „wiatrową“ długość fal czyli λ_w na ryc. 36. Nie jest to jednak długość prawdziwa, gdyż fale ustawiają się prostopadle do ΔU (ryc. 36), a ich średni kierunek przesuwania się względem ziemi jest *Dir*. λ_w można jednak łatwo skorygować na właściwą długość fal czyli na λ_{cor}. Wartości tych prawdziwych długości fal podane są na tabl. VII w pozycji 6. Poz. 6 podaje *średnie* długości fal dla warstwy od 400 do 2000 *m*. Zmiana długości fal z wysokością uwidoczniona jest na ryc. 36, gdzie średnia dla wszystkich seryj zaznaczona jest linią grubą (*M*). Linia ta wskazuje, że istnieje prawdopodobnie tendencja do zwiększania się długości fal z wysokością.

Wartości λ_{cor} z ryc. 36 raz jeszcze udowadniają, że w zmianach temperatury opisywanego wyżej typu, mamy do czynienia z prawdziwymi falami. Dla Moazagotlu w Riesengebirge cytowane są fale od 4—10 *km*[53]), dla stojących chmur falowych w Blue Ridge Montains 4—9 *km*, dla Alp 15—20 *km*[54]). Widzimy, że wartości λ_{cor} z tablicy VII są zupełnie tego samego rzędu[55]).

Mając λ_{cor} i ΔU łatwo ze znanej tablicy Wegener'a wyznaczyć wartość tzw. teoretycznej inwersji. Wartości te podane w pozycji 5, są zupełnie drobne; w ciągu danej serii pojawiały się niejednokrotnie wartości dużo większe. Poz. *Dir* podaje kierunek przesuwania się całego systemu falowego względem ziemi.

W poz. 8, 9 i 10 mamy tzw. szybkości względne czyli szybkości dynamiczne przenoszenia się fal, obliczone według trzech różnych wzorów. Pozycje 8 i 9 prawie się nie różnią, natomiast poz. 9 wykazuje, że seria I oraz jeden wariant serii III, posiadają falowania dynamicznie niestateczne (*inst.* w tabl. VII). Być może nawet, że we wszystkich seriach zachodziły falowania niestateczne. Szybkości ω_r w poz. 10 są bowiem tak małe, że niestateczność nie jest wykluczona. Pozycja

[52]) Zjawisko fal stojących typu Moazagotl, zostało już w Beskidzie Śląskim sporadycznie stwierdzone przy warunkach halniaka (patrz A. Kochański: O regionach termiki atmosfery na Śląsku. Kom. Inst. Geof. i Meteor. U. J. K., Nr 115, str. 170. Lwów 1937).

[53]) Küttner: loc. cit. 29, p. 108.

[54]) Externbrink: loc. cit. 28, p. 45.

[55]) Ale także obserwacje chmur falowych z wolnej atmosfery, wykazują analogiczne właściwości. Tak np. według informacyj udzielonych mi przez prof. Arctowskiego, podczas zimowania statku „Belgica“ obserwował on o kilkaset *km* od lądolodu antarktycznego, bardzo regularne przechodzenia falowych *Ci* i *Acu*. Przed najściem jednolitego „*palium*“, które zasłaniało wszystkie chmury wyższe, występowało tam kilka fal *Ci*, a pod nimi pojawiały się po pewnym czasie fale *Acu*, w ilości do 10, o długości znacznie mniejszej niż fale *Ci*. Pierwsze fale *Acu* posiadały kątową długość (w zenicie) około 20°, następne coraz to większą. Przyjmując, że *Acu* antarktyczny tworzy się na granicy czapy zimnego powietrza, tzn. na wysokości około 4 *km*, dostajemy dla kąta 20° długość fali 1.5 *km*, dla 90° — 8 *km*, dla 120° — 14 *km*. Jest to ten sam rząd wartości, co w pozycji λ_{cor} tabl. VII.

Inwersja między czapą bardzo zimnego, dolnego powietrza zalegającego nad Antarktydą, a ciepłym powietrzem górnym, musi być bardzo silna. Być może więc, że Antarktyda stanowi pewien ośrodek tworzenia się fal, które rozchodzą się następnie w różnych kierunkach.

TABL. VII.

Ser.	Wiatr (vent) *m/sek* $\overline{U_2}$	$\overline{U_1}$	$\overline{\Delta U}$	Inwersja obs.	Wegener	Fale (ondes) λ_{cor} *km*	Dir.	ω_r *m/sek*	ω_r *m/sek*	ω_r *m/sek*	$\omega_a = U + \omega_r$ *m/sek*	$\tau = \frac{\lambda_{cor}}{\omega_a}$ *minut*	$\gamma^0/100\ m$ teor.	obs.	Δ
I	13 NW	23 NW	12·0	—	0°7	**18·7**	N	8	7	inst.	**24·8**	**12·5**	0°76	0°60	0°16
II	20 WNW	24 NW	8·2	—	0°3	**26·8**	N	4	4	1·9	**25·7**	**17·4**	0°90	0°66	0°24
III	5 NW	10 N	7·4	3°8	0°9	**9·7**	NE	7	7	3·1	**14·0**	**11·5**	0°72	1°12	0°40
	10 N	20 NNW	18·6		3°0	**10·2**	WSW	14	13	inst.	39·5	4 3	--0°80		1°92
IV	5 NNW	9 N	4·8	0°1	0°4	**10·8**	NNE	4	5	2·2	**11·4**	**15·8**	0°86	0°66	0°20
V	5 NW	10 NNW	5·7	—	0°3	**19·9**	NNE	4	4	2·7	**11·4**	**29·1**	0°96	0°76	0°20
Poz.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	I					II									

Poz. 5) Tablica A. Wegenera dla długości fali: $\lambda = f(\Delta T^0, \Delta U)$. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. II, p. 58.

Poz. 8) Szybkość przenoszenia się długich fal wewnętrznych na poziomie 800 *mb*, czyli około 2000 *m*. Bjerknes etc.: Hydrodynamique Physique, p. 455:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{(P_0-P_1)(P_1-P_2)}{P_0-P_2}\left(\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_1\,\varrho_2} - \frac{(U_1-U_2)^2}{P_0-P_2}\right)},$$

gdzie $P_0 = 1000\ mb$, $P_1 = 800\ mb$, $P_2 = 0\ mb$, ϱ_2 = gęstość powietrza pod inwersją, ϱ_1 = gęstość powietrza nad inwersją.

Poz. 9) Szybkość przenoszenia się wewnętrznych fal grawitacyjnych. Bjerknes etc., l. c., p. 343:

$$\omega_r = \sqrt{g\,\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2}\,D}, \quad D = 2000\ m,\ g = \text{przysp. ziemskie.}$$

Poz. 10) Bjerknes etc., l. c., p. 412:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}\,\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2+\varrho_1} - \varrho_2\,\varrho_1\left(\frac{U_1-U_2}{\varrho_2+\varrho_1}\right)^2}.$$

Poz. 11) U otrzymuje się kreśląc kierunkowo $U_1 + U_2$, połowiąc U_1 i prowadząc z tego punktu prostą do styku U_1, U_2. Połowienie kąta $U_1\,U_2$, albo obliczanie średniej arytmetycznej z U_1 i U_2 jest niewłaściwe, i daje na U w pierwszym wypadku za małe wartości, w drugim za duże.

Poz. 13) N. K. Johnson: Atmospheric oscillations etc., Q. J. R. Meteor. Soc., Vol. 55 (1929), p. 24.

P. Raethjen: Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. M. Z. 1929, p. 430:

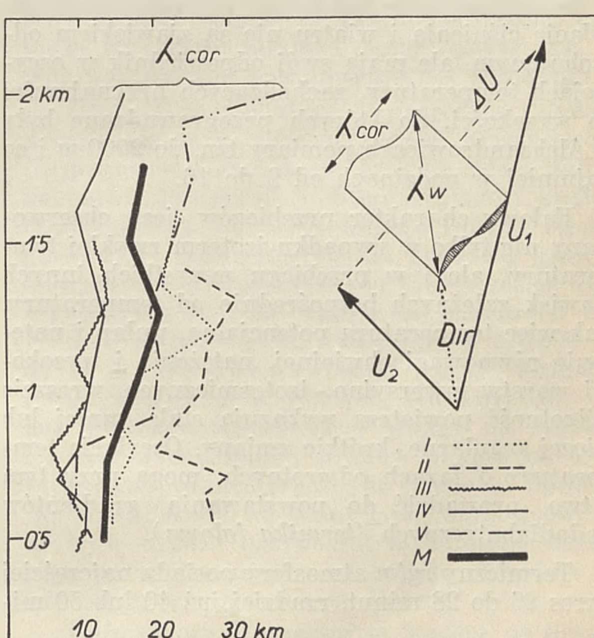
$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{T^0}{g\,(1^0+\gamma^0)}},$$

gdzie T^0 = temp. absolutna, γ^0 = gradient obserw., $1^0 + \gamma^0$ = gradient temperatury potencjalnej.

10 obliczona jest wzorem podanym pod tabl. VII, a z wzoru tego łatwo wywnioskować, że przy niezbyt wielkich nawet osłabieniach inwersyj, lub przy chwilowym zwiększeniu różnicy szybkości wiatru, falowania stają się niestateczne. Tak np., fale o długości 10.000 *m* są niestateczne jeśli:

skok inwersji	skok wiatru
$=1^0$	$\geq 11\ m/sek$
$=0^05$	≥ 8 „
$=0^02$	≥ 5 „

Bezwzględna szybkość przenoszenia się fal, tzn. szybkość jaką notuje nieruchomy obserwator na powierzchni ziemi podana jest w poz. 11. Przyjąłem przy tym, że fale są stateczne i że szybkość ich przenoszenia jest równa szybkości unoszenia przez wiatr plus średnia szybkość własna fal, z poz. 8 i 9. Wreszcie w pozycji 12 mamy o k r e s y d r g a ń. Wartości tej pozycji są nie tylko teoretycznie możliwe, ale z g o d n e z o k r e s a m i o s c y l a c y j c y t o w a n y m i d l a c i ś n i e n i a, w i a t r u, f a l M o a z a g o t l u i t d. Łatwo z tych okresów sprawdzić czy falowania temperatury odpowiadają wolnym drganiom atmosfery. Drgania te zależne są jak wiadomo od średniego gradientu. Z wzorów Johnson'a i Raethjen'a wynika, że okresom τ



Ryc. 36.

Długość fal na różnych wysokościach i średnia z wszystkich seryj (linia gruba). Na prawo schemat obliczenia skorygowanych, rzeczywistych długości fal (λcor).

poz. 12, odpowiada gradient poz. 13. Obok w poz. 14 mamy średnie gradienty rzeczywiście obserwowane. Zgodność wartości jest zupełnie zadawalniająca a ich różnice Δ (poz. 15), jak na przybliżone obliczenia, wcale niewielkie.

Wyjątkiem są alternatywne wartości dla serii III, które pochodzą z tego, że w serii tej brak jest obserwacji wiatru ponad inwersją. Przyjmując $U_1 = 10$ *m/sek N*, dostajemy za skok inwersyjny 0°9, zamiast 3°8. Biorąc za $U_1 = 20$ *m/sek NNW*, dostajemy już wprawdzie za skok inwersyjny 3°0, λ się też nie zmienia, ale wartość ω_a i τ_{teor} są niezbyt możliwe. Nie trzeba zapominać, że seria III przedstawia wyjątkowe warunki silnej równowagi chwiejnej. W tym wypadku wtedy tylko zanotujemy wahania temperatury na skutek ruchów falowych, gdy równowaga chwiejna nie zostanie silnie zwichnięta.

Na ogół jednak, wartości tabl. VII są wystarczająco zgodne z teorią i nielicznymi pomiarami innych autorów odnośnie atmosferycznych ruchów falowych. Można więc postawić wniosek, że stwierdzone tu oscylacje temperatury są wynikiem ruchów falowych. Oscylacje temperatury wpływałyby z kolei w bardzo znacznym stopniu na inne, pochodne od temperatury zjawiska, a przede wszystkim na termikę atmosferyczną.

* * *

Wszystkie te rozważania, pozwalają postawić — przynajmniej odnośnie wyżej omawianych obserwacyj — szereg ogólnych konkluzyj.

Można stwierdzić przede wszystkim, że opisywane w literaturze regularne, krótkookresowe oscylacje ciśnienia i wiatru nie są zjawiskiem odosobnionym, ale mają swój odpowiednik w oscylacjach temperatury, zachodzących przynajmniej do wysokości, do których przeprowadzane były w Aleksandrowicach pomiary tzn. do 2000 *m* i co najmniej w godzinach od 9 do 16.

Falowy charakter przebiegów jest obserwowany nie tylko w wypadku izoterm zwykłej temperatury, ale i w przebiegu wszystkich innych zjawisk zależnych bezpośrednio od temperatury. Tak więc temperatura potencjalna, pułap i natężenie równowagi chwiejnej, natężenia i wysokości warstw inwersyjno - izotermicznych, wreszcie wilgotność powietrza wykazują stale, mniej lub więcej regularne, krótkie zmiany. Oscylacje temperatury o fazach odwrotnych, mogą przy tym łatwo prowadzić do powstawania gradientów nadadiabatycznych *(termika falowa)*.

Termiczny *rytm* atmosfery posiada najczęściej okres 26 do 28 minut, rzadziej już 40 lub 50 minut. Wysokość izotermy może się przy tym zmieniać w ciągu kilkudziesięciu minut o 1000 *m*, zmiany temperatury na tym samym poziomie w kilkunastu minutach dochodzą do 4°, a średnio wynoszą 1°. Efektem tego jest ogromna *zmienność tak warstw zaporowych jak i warstw chwiejnych*, które naprzemian tworzą się i zanikają, przenosząc się przy tym o kilkaset metrów w górę i w dół.

Okresy oscylacyj temperatury, ciśnienia, wiatru a także okresy wahań wysokościowych szybowców podczas warunków halniaka, są tego samego rzędu i wskazują, że wszystkie te zjawiska mają wspólną przyczynę. Są nią prawdopodobnie pionowe falowania tworzące się na inwersjach. Trudno stwierdzić na razie, jakie szybkości pionowe przy tym występują i czy falowania te związane są tylko z warstwą inwersyjną, czy też mają większy pionowy zasięg. Zmiany temperatury zdają się wskazywać, że falowania te sięgają od 1200 *m* w dół aż do dna atmosfery, a w górę przynajmniej do 2000 *m*.

Periodyczne znikanie a następnie tworzenie się inwersyj, każe przypuszczać, że i pionowe ruchy falowe naprzemian tworzą się i nikną. Obserwacje wykazują jednak, że przy zaniku inwersyj zmiany temperatury utrzymują się. Jest to zapewne spowodowane wolnymi drganiami atmosfery. Masy powietrza wyprowadzone ruchami falowymi ze swego położenia równowagi wracają na ten pierwotny poziom, zanikającym, tłumionym ruchem falowym. Zanim te drgania ustaną pojawia się znowu inwersja i nowe falowania, tak, że zmiany temperatury nie zanikają.

Fale grawitacyjne posiadały w opisywanych tu wypadkach długości od 8 do 30 *km* średnio około 17 *km*. Składały się na nie jednostkowe oscylacje o amplitudzie około 400 *m*. Dokładnie te same wartości cytowane w literaturze, pozwalają sądzić, że tak poważne dla lotnictwa zjawisko falowań może być nie tylko wywołane terenem górzystym, ale że może też pojawiać się w wolnej atmosferze nad terenami płaskimi i o jednolitym charakterze powierzchni.

Niewątpliwie więc *atmosfera posiada termiczne i dynamiczne tętno, którego objawem jest rytm przebiegu temperatury, a co za tym idzie i termiki.*

W zakończeniu niech mi wolno będzie podziękować JWP. Prof. Inż. St. Łukasiewiczowi kierownikowi I. T. S. M. i JWP. Prof. Dr H. Arctowskiemu kierownikowi Inst. Geofizyki i Meteorologii U. J. K., za umożliwienie pomiarów, pomoc we wszystkich sprawach i rady, których mi udzielali.

PRACE INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA I MOTOSZYBOWNICTWA

Dr ADAM KOCHAŃSKI

Z zagadnień lotu falowego

Le problème des ondes atmosphériques dûs à la gravité, et les vols à voile aux grandes altitudes

L'auteur résume les résultats des recherches — peu nombreuses jusqu'à présent — sur les mouvements ondulatoires de l'atmosphère. Les mouvements ondulatoires *libres*, dans l'atmosphère libre (fig. 1 *a)* sont accompagnés quelquefois — comme on le bien sait — par les nuages ondulées (fig. 2). Les lignes de ces ondes, de même que les directions de la translation de tout le système d'ondulation, sont représentés sur la fig. 3. La longueur des ondes atmosphériques dépend en outre du saut de vent et de la valeur du saut de l'inversion (fig. 4). Dans l'atmosphère stable s'opèrent encore pendant les mouvements ondulatoires des changements réguliers de température (fig. 5). Les vitesses des courants verticaux accompagnant les ondulations dans l'atmosphère libre, ne sont pas encore bien connues mais en tout cas les vitesses + 2 et — 1 *m/sec* ont déjà été mésurées.

Quant aux mouvements ondulatoires *forcés*, dûs au terrain montagneux (fig. 1 *b*, *c)*, il sont témoignés visiblement par les nuages d'origine dynamique, d'aspect *Acu lenticularis* (fig. 6, esquisses de Pico, Pic de Teyde, Wonosobo).

Le nuage Moazagotl dans le Riesengebirge décrit le plus largement, est lié, là-bas, avec le phénomène des ondes stationnaires (fig. 7 et 8). La région énormément mouvementée, nommée „roteurs" (vitesses verticales + 12 et — 12 *m/sec*), ainsi que la région des ondulations toutes calmes, caractérisent ce phénomène. Fig. 9 nous présente graphiquement trois points de vue sur le Moazagotl.

Différentes conditions établies, on peut en déduire des types de changement des emagrammes, causés par les mouvements ondulatoires (fig. 10 et 11 en haut). Fig. 11 en bas, présente les emagrammes du foehn de Carpathes (en polonais „*halniak*"). Fig. 12, 13 et 14 représentent les schèmes du phénomène des ondes stationnaires, d'après différents auteurs.

Le résumé de la théorie élémentaire des ondes atmosphériques (chapitre III), tient spécialement compte des cas de stabilité et d'instabilité dynamique (fig. 16 et 17) — de même que les ondes extérieures et intérieures (fig. 15). Les lignes des courants des ondes stables, d'après Bjerknes, sont représentées en outre sur la fig. *18 — 1* jusqu' à *18 — 5*, celles des ondes instables sur la fig. *18 — 6*. Les brisement des versants des ondes instables se trouvent sur la fig. *18 — 7*. La différence entre l'instabilité statique et dynamique est visible sur la fig. *18—8-A* et *18—8-B*.

Mniej więcej trzy lata temu, a mianowicie w Polsce w r. 1935 (III K. Z. S.), a w Niemczech w r. 1936, pojawiło się w szybownictwie zagadnienie lotu na ruchach falowych. Bez zdawania sobie sprawy jakie rodzaje energii wchodzą w grę, piloci szybowcowi w Ustianowej i piloci szkoły Hirth'a w Grunau (Riesengebirge) [1]) zaczęli uzyskiwać w pewnych warunkach wysokości 2000—3000 *m* nad poziom startu. Warunki atmosferyczne podczas takich lotów były co prawda bardzo specjalne, jednakże ogólnie panujące wówczas nastawienie na termikę i prądy zboczowe sprawiło, że nie doszukiwano się w tych warunkach nowej formy energii atmosferycznej. Moazagotl i związane z nim prądy pozwalające uzyskiwać tak znaczne wysokości, klasyfikowali Niemcy początkowo jako odmianę prądów terenowych. U nas, kompleks zjawisk składających się na tak zwany halniak, klasyfikowano też za rodzaj prądów opływowych, ze wstawkami termiki [2]).

Z biegiem czasu jednak, poczęto uzyskiwać w Niemczech na Moazagotlu coraz to liczniej znaczne wysokości. Trzy kampanie pomiarów aerologicznych przeprowadzonych przez I. T. S. M. w Aleksandrowicach u stóp Beskidu Śląskiego. wykazały jednocześnie coraz wyraźniej, że halniak jest zjawiskiem daleko ogólniejszym i sięgającym daleko wyżej aniżeli terenowe pola prądów pionowych. Występujące w czasie halniaka warstwy termiki okazały się rzeczą podrzędną, która może strukturę halniaka modyfikować, ale nie wpływać na jego powstawanie czy zanikanie.

Poglądy na strukturę i przyczyny zjawiska zaczęły się w r. 1938 wyraźniej krystalizować. Najprawdopodobniejszym jest, że nasz halniak karpacki, Moazagotl w Riesengebirge i analogiczne zjawiska w całym szeregu innych terenów górzystych, zasadzają się na zjawisku grawitacyjnych fal atmosferycznych. Teoretyczne ujęcie zagadnienia tych fal datuje się jeszcze od roku 1888 (Helmholtz), względnie od r. 1906 kiedy to A. Wegener opisał stronę termiczną i wiatrową fal powietrznych. Nie zwracano jednak wówczas najmniejszej uwagi na wartości i zasięg wysokościowy prądów pionowych towarzyszących atmosferycznym ruchom falowym. Dopiero blisko 30 lat później, loty szybowcowe odkryły w drodze przypadku tę odmianę prądów pionowych i wykazały jak bardzo poważnie należy się z tym zjawiskiem liczyć.

Halniak czy Moazagotl są bowiem co prawda zjawiskiem stosunkowo rzadkim, ale jeśli się po-

[1]) Riesengebirge, po polsku Karkonosze albo Góry Olbrzymie. Góry te znajdują się w odległości około 100 *km* na WSW od Wrocławia. Najwyższy szczyt, Schneekoppe (Śnieżka) ma 1605 *m* nad poziom morza.

[2]) A. Kochański: Termika gór. (Warunki meteorologiczne podczas Zawodów Szybowcowych w Ustianowej). Skrzydlata Polska 1935, Nr 11, str. 311.

jawią, to wartości prądów pionowych i zasięg wysokościowy tych prądów są tak duże, że potrafią uniemożliwić lot nawet silnej maszyny motorowej. Uzyskanie przez szybowiec wysokości 8000 *m* z średnią szybkością wznoszenia 2 *m/sek* jest przykładem dobrej formy tej energii, ale prąd opadający o sile 7 *m/sek* panujący od 6000 *m* do ziemi, nie może być lekceważony przez żadną maszynę motorową. Mimo kilkunastu publikacyj traktujących o zjawiskach ruchu falowego i lotach szybowcowych wyzyskujących energię tego ruchu, w dziedzinie tej będzie jeszcze napewno cały szereg niespodziewanych odkryć. Zjawisko to znane jest bowiem dokładnie na razie na przykładach kilku zaledwie terenów. Tymczasem jest to zjawisko czysto regionalne, zależne od charakteru gór, przeważającej w danym miejscu szybkości wiatrów górnych, skoku inwersji itd. Te wpływy lokalne modyfikują atmosferyczne ruchy falowe i sprawiają, że charakter i natężenie tych ruchów są różne, zależnie od terenu.

Stosunkowo najliczniejszą literaturę, posiada zjawisko ruchów falowych z północnej części Riesengebirge. Opisywano je w czasopiśmie Luftwelt (r. 1935, 1936, 1937; P. Steinig i J. Küttner), wspomina o niej W. Hirth w swojej „Die hohe Schule des Segelfluges" (1933). Szereg autorów daje krótkie wzmianki. Teorie i schematy poszczególnych badaczy są jednak różne, a nawet sprzeczne [3]).

Notatki odnośnie zjawisk falowych południowej strony Riesengebirge znaleźć można w czasopiśmie Flugwesen r. 1938 (Praga). Analogiczne zjawiska obserwowane w Anglii, opisane są w czasopiśmie Sailplane, r. 1936 i 1937 (Londyn).

Dla Alp nie ma jeszcze prawie żadnych danych. Typowy i ogólnie znany fen alpejski miał co prawda swoich badaczy (A. Defant, H. v. Ficker, W. Schmidt), ale nie zwracali oni uwagi na kwestie falowań i prądów pionowych. Pomiary D. F. S. z r. 1937 [4]) nie pozwoliły na razie na ujęcia szczegółowe, tak, że schematy Georgii'ego odnośnie Alp, są na razie bardzo ogólne [5]).

Najobszerniej jak dotychczas ujmuje zagadnienie zjawisk falowych i lotu na ruchach falowych J. Küttner [6]). Jego duża praktyka pilocka z Riesengebirge (uzyskał on na Moazagotlu wysokość 6800 *m* nad poziom morza), pozwala mu na ujęcie tych zagadnień ze strony utylitarnej.

[3]) K. Knoch: Moazagotl's Wetterwolke über dem Hirschberger Tal im Riesengebirge und ihre prognostische Bedeutung. Anhang z. Tätigkeitsber. d. Preuss. Meteor. Inst. 1917—1919, str. 66. Berlin 1920.

K. H. Klose: Das „Moazagotl" des Riesengebirges. Meteor. Zeitschrift 1936, str. 268.

J. Rink: „Moazagotl's" — Wetterwolke. Meteor. Zeitschrift 1937, str. 190.

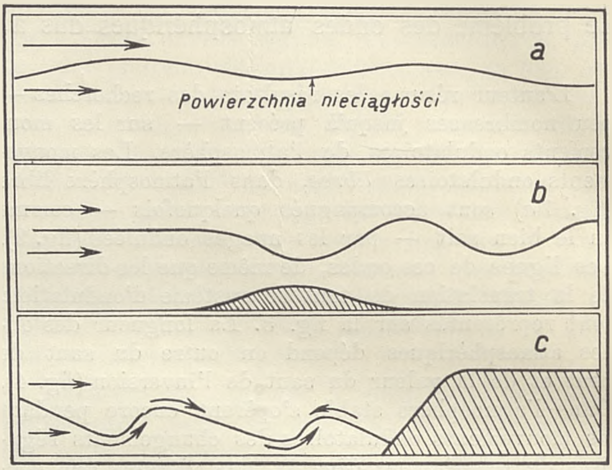
W. Georgii: Leistungsmöglichkeiten des Segelfluges. Die Naturwissenschaften 1938, str. 465.

[4]) H. Externbrink: Die Hinderniswogenwolken in den Alpen bei Südföhn. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. XXV (1938), str. 44.

[5]) W. Georgii: l. c., str. 474.

[6]) J. Küttner: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. XXV (1938), str. 79.

Mimo, że poszukiwania nad zjawiskiem ruchów falowych są właściwie dopiero zapoczątkowane, mamy już pewne wyniki, a przede wszystkim możemy sobie zdać sprawę w jakim kierunku poszukiwania idą. Uważałem za celowe zebranie tych niekompletnych jeszcze danych, dla użytku naszych pilotów szybowcowych.



Ryc. 1.

Fale grawitacyjne na powierzchni nieciągłości (inwersji). a = wolne, wywołane różnicą szybkości wiatru wiejącego nad i pod inwersją. b, c = wymuszone. W wypadku b, wymuszone przez impuls zapory górskiej, w wypadku c wywołane odbiciem od zapory.

I. Ruchy falowe w wolnej atmosferze.

Pierwsza połowa troposfery tzn. atmosfera do wysokości około 5 *km*, składa się prawie zawsze z kilku warstw oddzielonych od siebie inwersjami. Inwersje mogą być niewidzialne albo też mogą rozwijać się na nich płaszcze obłoczne. Jeżeli pod i nad inwersją mamy różne szybkości wiatrów, w warstwie inwersyjnej powstają *ruchy falowe* (ryc. 1 *a*).

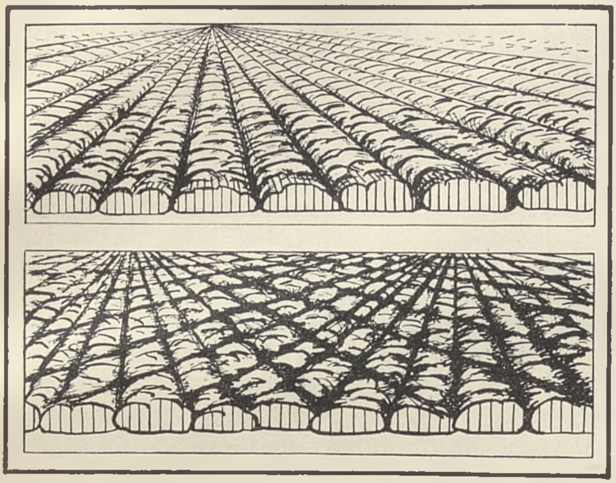
Przy dostatecznie dużej amplitudzie fal, powietrze na grzbietach fal osiąga poziom kondensacyjny i tworzą się charakterystyczne *chmury falowe* („Wogenwolken"). Najczęściej i w najbardziej regularnym kształcie występują falowania w jednolitych płaszczach *Acu*. Z kolei do chmur wykazujących kształt falowy zaliczyć należy *Stcu*, *Cicu* a także *Ast*. Płaszcze obłoczne mogą wykazywać przy tym albo jeden system fal tzn. jedno uliniowanie (ryc. 2 u góry), albo też dwa systemy fal nawzajem krzyżujących się (ryc. 2 u dołu). Krzyżowania uliniowań falowych występują najczęściej pod kątem ostrym. Mierząc długość fal chmurnych otrzymujemy:

Na wysokości	Średnia długość chmur falowych [7])
0—2 *km*	218 *m*
2—8 „	456 „
10 „	1016 „

Kierunki uliniowania fal chmurnych nie zależą od ruchu wiatru względem ziemi, ale od ru-

[7]) Dane z Potsdamu, za rok 1896—97, oparte na 74 pomiarach, a więc niezbyt pewne. Innymi danymi na razie nie rozporządzamy.

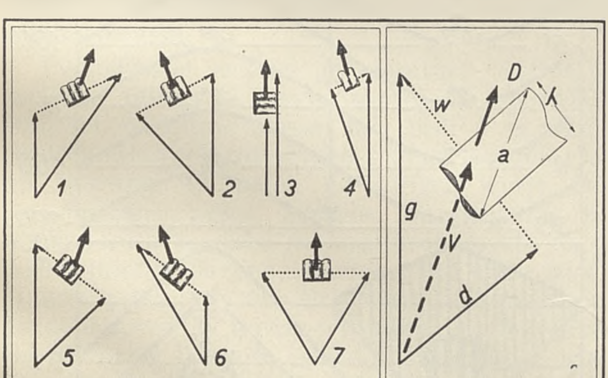
chu fal względem wiatrów panujących pod i nad inwersją. Innymi słowy uliniowanie nic nie mówi o kierunku wiatrów górnych. Jak to wykazuje ryc. 3, fale są uliniowane zawsze prostopadle do w, czyli do różnicy geometrycznej z wiatru górnego (g) i dolnego (d). W — jest sumą z szybkości fali względem warstwy dolnej oraz z szybkości warstwy górnej względem fali. Przyjmijmy, że te dwie szybkości są sobie równe (tzn. równe $w/2$).



Ryc. 2.

Chmury falowe typu Acu lub Stcu, z jednym uliniowaniem (u góry) i z dwoma uliniowaniami (u dołu).

Założenie to oznacza, że cały system falowy nie przemieszcza się ani z szybkością wiatru dolnego (d), ani górnego (g), a tylko z pewną szybkością (v) pośrednią między d a g. Kierunek przemieszczania się całego systemu falowego względem ziemi jest wtedy D. V znajdujemy połowiąc w, i prowadząc do tego punktu prostą z punktu przecięcia się (g) i (d).



Ryc. 3.

Uliniowania chmur falowych i kierunki przesuwania się (D) całych systemów falowych względem ziemi. d = ruch warstwy dolnej względem ziemi (wiatr pod inwersją). g = ruch warstwy górnej względem ziemi (wiatr nad inwersją). W = ruch warstw względem siebie czyli skok wiatru. W jest sumą z szybkości wiatru górnego względem fal i z szybkości fal względem wiatru dolnego: $w = a_1 + a_2$. *V = przybliżona szybkość przesuwania się całego systemu obłocznego względem ziemi. Strzałki grube podają tylko kierunek a nie wielkość przesuwania się.* λ *= długość fali.*

Lewa strona ryc. 3 wykazuje, że wnioskowanie o kierunku wiatrów górnych na podstawie uliniowania fal, daje dwuznaczność (wypadki 1, 2 oraz 5, 6). Wypadek 4, mimo małej różnicy w szybkościach i kierunkach wiatrów dolnego i górnego, jest dla obserwatora z ziemi też trudny do wyjaśnienia. Wypadki 3 i 7 są już proste.

Długości chmur falowych.

Fale, których efektem jest często powstawanie chmur falowych należą prawie zawsze do tzw. niestatecznych fal grawitacyjnych nie posiadających dla obserwatora z ziemi własnej szybkości przenoszenia się. Przemieszczają się one tylko z szybkością wiatru. Długość tych fal jest nieznaczna względem amplitudy, czyli są to tzw. *krótkie fale* grawitacyjne (patrz zestawienie dla chmur falowych powyżej). Fale te przenoszą się z kierunkiem wiatru górnego (silniejszego), jeśli dolny będziemy uważać za nieruchomy. Dla fal tych mamy następujący związek między długością fali a parametrami powierzchni nieciągłaści [8]).

$$a_1^2\,\varrho_1 + a_2^2\,\varrho_2 = \frac{g\,\lambda(\varrho_2-\varrho_1)}{2\pi}, \quad \text{gdzie:}$$

λ = długość fali,
ϱ_1 = gęstość górnej warstwy,
ϱ_2 = „ dolnej „
a_1 = szybkość warstwy górnej względem fali,
a_2 = „ fali względem warstwy dolnej,
g = przyspieszenie ziemskie.

Wartości a_1 i a_2 praktycznie nie możemy obserwować, a tylko ich sumę w będącą różnicą wektorów wiatru górnego i dolnego: $w = a_1 + a_2$ przy czym w nie jest niczym innym, jak skokiem wiatru.

Celem obliczenia długości fal, trzeba założyć wyżej wspomniane uproszczenie, a mianowicie przyjąć, że nie przenoszą się one ani z szybkością wiatru dolnego, ani górnego, ale z szybkością pośrednią V (por. ryc. 3). Oznacza to, że szybkość warstwy wyższej względem fali, oraz szybkość fali względem warstwy niższej, są sobie równe. Istnieje więc wartość a, gdzie [9]):

$$a = a_1 = a_2 = \frac{W}{2}.$$

Otrzymujemy: $$a^2.(\varrho_2+\varrho_1) = \frac{g\,\lambda}{2\pi}(\varrho_2-\varrho_1),$$

a ponieważ: $$a^2 = \frac{W^2}{4},$$

więc długość fali jest:

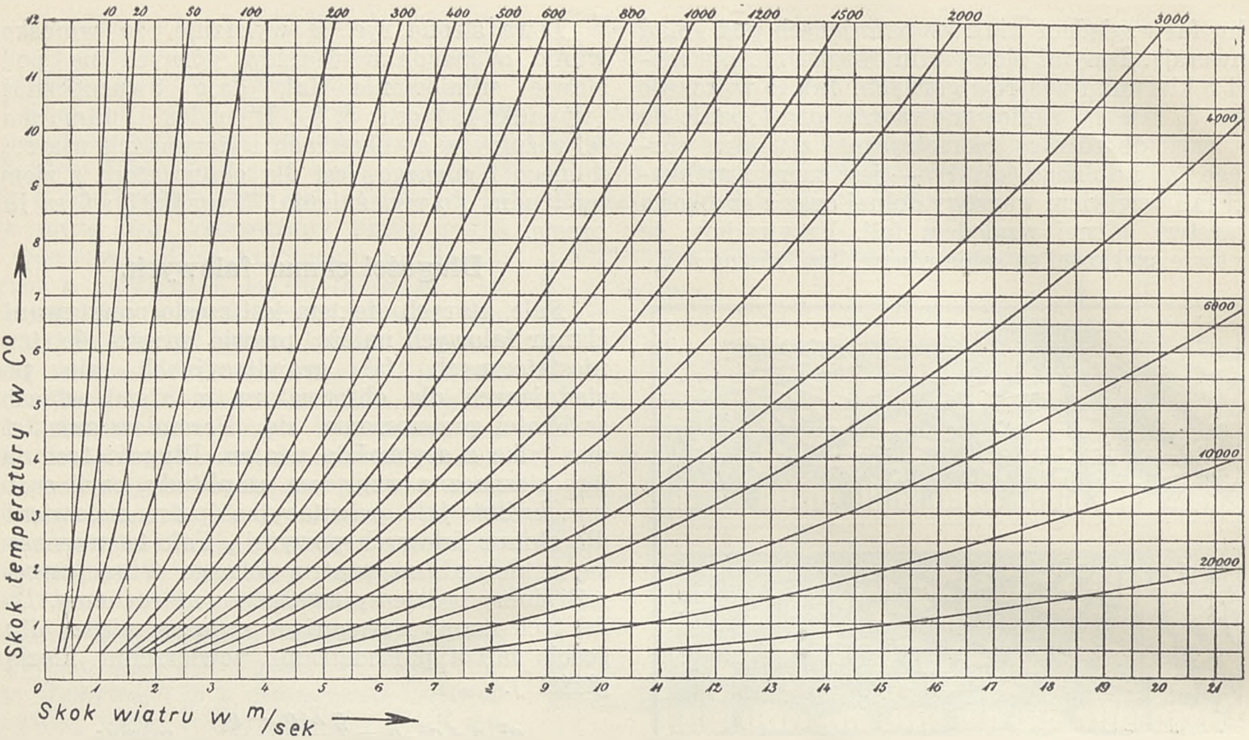
$$\lambda = \frac{\pi}{2g}\,W^2\,\frac{1+\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}{1-\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}.$$

[8]) W Wien: Über den Einfluss des Windes auf die Gestalt der Meereswellen. Sitz.-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin, 1894 (II), str. 525.

W. Wien. Über die Gestalt der Meereswellen. Sitz.-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin 1895 (I), str. 361.

[9]) A. Wegener: Studien über Luftwogen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. II (1906), str. 55.

A. Wegener: Nachtrag zu den „Studien über Luftwogen". Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. IV (1912), str. 23.



Ryc. 4.

Długości λ grawitacyjnych fal powietrznych w metrach, według A. Wegener'a. Fale do długości ca 2 km zalicza się do krótkich, ponad 2 km do długich. Wykres zrobiono z następującymi założeniami: 1. Szybkość fal równa się średniej z szybkości wiatru pod i nad inwersją, 2. skok temperatury jest idealny t. zn. na tym samym poziomie; tak samo skok wiatru, 3. W powietrzu nie zachodzi skroplenie pary wodnej. 4. Temperatura ośrodka niższego wynosi 0° C ($T_2 = 273°$).

Zastąpmy stosunek gęstości obu ośrodków, stosunkiem temperatur bezwzględnych

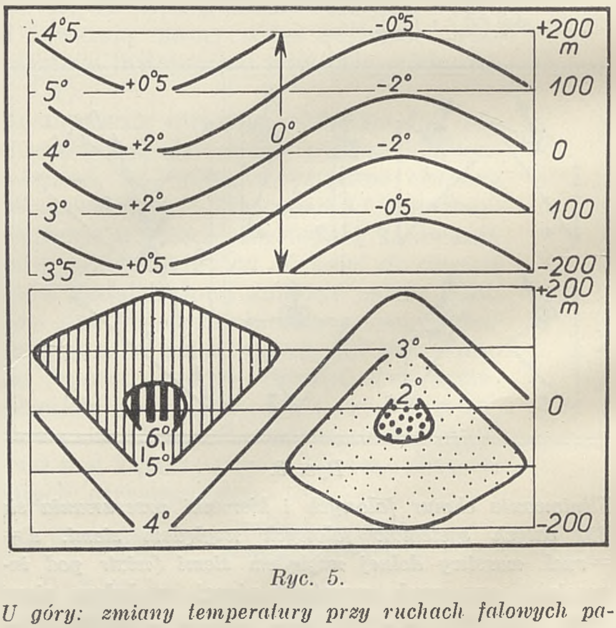
$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{T_2}{T_1},$$

(bo gęstości trudno jest bezpośrednio mierzyć), to będziemy mogli dla różnych skoków wiatru *(W)* i różnych wartości inwersji, obliczyć długości fal (ryc. 4). Należy podkreślić z naciskiem, że ryc. 4 jest konstrukcją czysto teoretyczną, w której przyjmujemy, że szybkość przemieszczania się fal w dwu ośrodkach równa się średniej z szybkości wiatrów, co w rzeczywistości dotyczyć może tylko niezbyt grubej warstwy pod- i nadinwersyjnej.

Zmiany temperatury przy ruchach falowych.

W przestrzeni, w której mamy falowania atmosferyczne, zachodzą na danym poziomie periodyczne zmiany temperatury, jeśli tylko gradient pionowy nie jest równy 1°/100 *m*. Zmiany te dadzą się zarejestrować za pomocą latawców lub balonów na uwięzi, zatrzymanych na stałej wysokości w poziomie ruchów falowych.

Zmiany temperatury powstają na skutek adiabatycznych oziębień względnie ociepleń powietrza przy ruchach w górę, względnie w dół. Niech w atmosferze panuje 2-stopniowa inwersja (ryc. 5) i niech rozkład temperatur będzie taki, jak to zaznaczono w górnej części ryc. 5 po lewej stronie. Jeśli teraz rozpocznie się ruch falowy, to powietrze znajdujące się w takim ruchu idąc w górę oziębia się o 1° na 100 *m*, a idąc w dół ociepla się o 1° na 100 *m*. Przy opadaniu będzie ono cieplejsze od otoczenia, przy wznoszeniu chłodniejsze. Różnice te wypisane są w dolinach i grzbietach fal wykreślonych w górnej części



Ryc. 5.

U góry: zmiany temperatury przy ruchach falowych panujących na 2-stopniowej inwersji. U dołu odpowiadający tym zmianom rozkład temperatur (termoizoplety).

ryc. 5. W rezultacie dostaniemy rozkład temperatur przedstawiony w dolnej części ryc. 5 tzn. dwie soczewki inwersyjne.

Jeżeli gradient temperatury pod i nad inwersją wynosi $1^{0}/100$ m, to na inwersji obserwuje się zmiany temperatury, a w warstwach o spadku adiabatycznym zmiany te znikają.

Jak się te rzeczy przedstawiają przy gradiencie nadadiabatycznym tzn. w warstwach termiki pozytywnej, niewiadomo. Teoretycznie zachodzą tu dwie możliwości.

1. Jeśli termiczny system prądów pionowych ma rolę nadrzędną, to ruchy falowe sumują się z termicznymi. Ruchy falowe wespół z termicznymi odbywałyby się wtedy po adiabacie, a w emagramie krzywa temperatury obserwowanej niezmieniałaby się. W tym wypadku ruchy falowe nie miałyby żadnego wpływu na termikę.

2. Jeśli założymy, że falowy system prądów pionowych ma rolę nadrzędną, to wtedy zachodziłyby pionowe przemieszczania się całych mas powietrza, zupełnie niezależnie od pionowych krążeń termicznych. W tym wypadku ruchy falowe zmieniałyby w emagramie krzywę temperatur obserwowanych. Wskutek tego natężenie i pułap termiki byłyby zależne od ruchów falowych.

Wydaje się, że ta druga możliwość jest prawdopodobniejsza i że falowe ruchy atmosferyczne są zjawiskiem wyższego rzędu, aniżeli prądy termiki. Falowania atmosferyczne — jeśli już powstają — są dla danej warstwy powszechne tzn. zajmują każdy punkt od dna atmosfery aż czasem do tropopauzy. Termika zaś, jest to powolne opadanie całych mas, wewnątrz których w wąskich i rzadko rozmieszczonych kominach panuje dostarczanie powietrza w górę. Wolno opadającym warstwom powietrza odpowiada na emagramie krzywa temperatur obserwowanych. Tylko silne kominy i silne studnie (o szybkościach powyżej 2 *m/sek*) mają gradient adiabaty ($1^{0}/100$ *m*). Zdaje się więc, że ruchy falowe raczej będą modyfikować temperaturę tych wielkich przestrzeni międzykominowych, aniżeli dostosowywać do temperatury bardzo nielicznych partyj o spadku adiabatycznym.

Periodyczne zmiany temperatury wywołane ruchami falowymi, mogą służyć do pomiarów długości względnie okresu fal. Jeśli w poziomie ruchów falowych zatrzymamy przez pewien czas np. latawiec lub balon na uwięzi, wtedy fale przechodzące przez latawiec zarejestrują się w temperaturze, jako drobne, krótkie, ale regularne zmiany. Okres tych zmian jest tylko wtedy długością fali, gdy fale przesuwają się prostopadle do latawca. W innym wypadku, gdy fale przechodzą przez latawiec skośnie, mierzymy pewien przebieg, dłuższy aniżeli prawdziwa długość fali. Uwidacznia to prawa część ryc. 3. Mamy tam falę o długości λ przesuwającą się w kierunku D, a w rzeczywistości notujemy zmiany temperatury wzdłuż linii a. Tymczasem a jest większe od długości fali. Tak np. w wypadku ryc. 3 (skręt wiatru tylko o 45^{0}), a jest dwukrotnie większe od λ.

Szybkości pionowe na falach w wolnej atmosferze.

Kilka zaledwie doświadczeń, między innymi jedno wyholowanie H. R e i t s c h na wysokość 3000 *m* i znalezienie tam prądów wznoszących o sile 1—2 *m/sek* pozwoliło G e o r g i i'emu wydzielić odmianę termiki, zwaną *termiką wysoką*. Tymczasem jest to zdaje się nic innego, jak zjawisko ruchów falowych zachodzących na wysokich inwersjach w wolnej atmosferze.

Jeden tylko wypadek tych ruchów został dokładnie opisany, a mianowicie obserwacje z lotu aerologicznego przeprowadzonego 3. VII. 1934 w Hamburgu [10]). Na wysokościach między 4400 a 5500 *m*, w poziomie *Acu*, ale nie w samej chmurze, tylko obok w powietrzu bezchmurnym, pilot napotkał na ruchy falowe. Lecąc poziomo, uzyskiwał periodyczne wznoszenia do 2,4 *m/sek*, opadania do 0,8 *m/sek*. Fale miały długość 3,6—3,7 *km*, a szybkość przenoszenia się 8 *m/sek*. Szczególnie silne ruchy występowały na 5050 *m*, tzn. dokładnie w poziomie cienkiego *Acu*. W samej chmurze obserwowało się prądy opadające. Uliniowanie tego *Acu* w regularne fale, potwierdzało istnienie ruchów falowych.

Wyżej wspomniany rząd wartości prądów wstępujących jest jak widzimy zupełnie wystarczający, by utrzymać szybowiec na tych wysokościach. Trudniejszym zagadnieniem jest kwestia wydostania się na 4 czy 5 *km*. Powstaje też zagadnienie jak rozległe są pola, w których tego rodzaju fale występują, tzn. czy możnaby na tych wysokościach dokonywać przelotów. Jak na razie zagadnienia te są nierozwiązane — a doświadczeń brak zupełny.

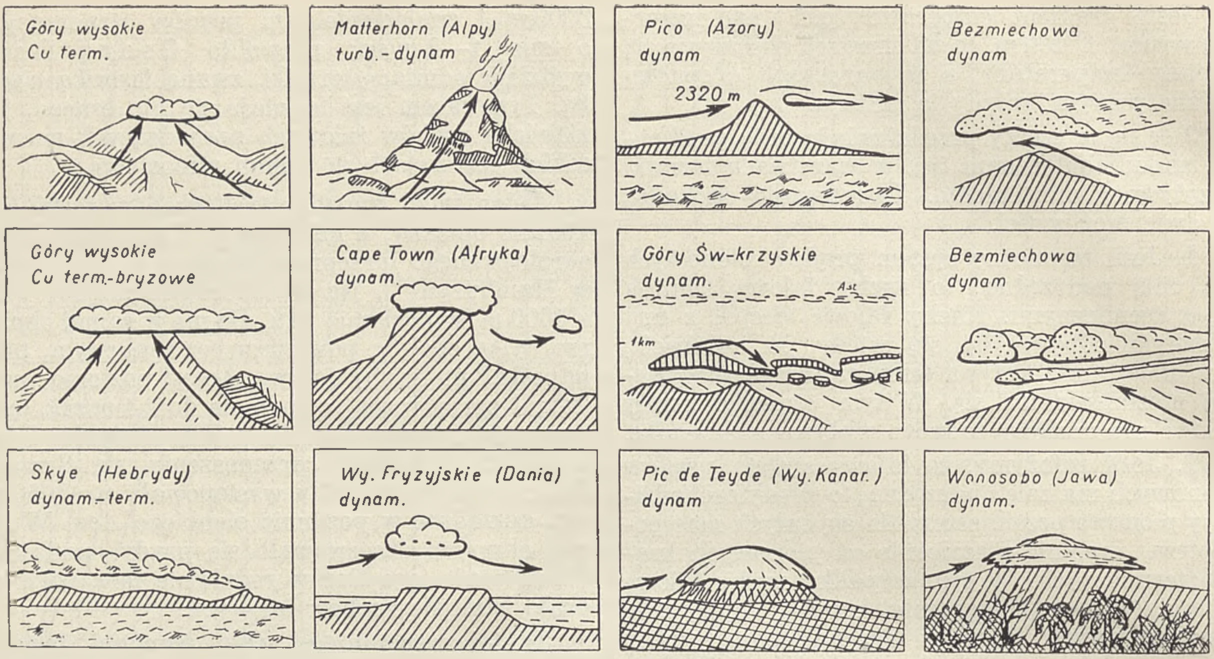
Najważniejszym jest jednak to, że nie wiemy czy ruchy falowe w wolnej atmosferze ograniczają się tylko do cienkich, kilkusetmetrowych warstw inwersyjnych, czy też falowania inwersji mogą pobudzić do drgań warstwy niższe i wyższe, tak jak to mamy w wypadku Moazagotlu, czy halniaka.

II. Ruchy falowe w obszarach górzystych.

Inną kategorią atmosferycznych ruchów falowych jest zjawisko *fal wymuszonych* (halniak, Moazagotl). Fale wymuszone powstają wtedy, gdy impulsem wywołującym falowania jest zapora górska. Impulsem do powstawania fal w wolnej atmosferze, był — jak widzieliśmy — skok wiatru, a prócz tego musiała istnieć inwersja. W wypadku fal wymuszonych, atmosferze brak jednoczesnego wystąpienia tych dwu czynników, ale za to istnieją inne czynniki predysponujące atmosferę do falowań. Są to:

1. Inwersja o odpowiednim skoku (bez skoku wiatru). Ponad zaporą górską, szybkość przepływu zwiększa się, a na powierzchni inwersji nad zaporą wytwarza się wgłębienie, które to wgłębienie jest bezpośrednim impulsem do powstania falowania. Wgłębienie powierzchni inwersyjnej powstaje w miejscu gdzie mamy podciśnienie, czyli obrazowo mówiąc inwersja zostaje wciśnięta w dół.

[10]) E. Frankenberger: Bemerkenswerte Luftwogen. Erfahrungsber. d. Reichsamt f. Flugwetterdienstes, Band Neudrucke, Teil 2, str. 814. Berlin 1937.



Ryc. 6.

Rozmaite typy chmur stojących pochodzenia termicznego, termiczno-dynamicznego i dynamicznego. Reprezentantką czystego typu Moazagotlu jest chmura za szczytem Pico (Azory); w przykładzie tym chmura jest od szczytu izolowana i usadawia się na stronie zawietrznej.

2) Odpowiedni skok wiatru (bez inwersji). W wypadku tym zapora górska może stworzyć brakujący do powstania falowania czynnik, a mianowicie wytworzyć charakterystyczną dla gór tzw. inwersję nadszczytową albo szczytową (w poziomie szczytów).

3. Średni pionowy gradient temperatury mniejszy niż 1°/100 *m*. Mamy wtedy równowagę stałą, przy której atmosfera jest zawsze nastawioną na pionowe drgania swobodne. Przy odpowiedniej wartości gradientu, frekwencja własnych drgań atmosferycznych, może być równa frekwencji fal, które mają powstać.

4. Taka odległość grzbietów górskich, która jest zbliżona do długości fal na jakie atmosfera jest w danej chwili nastawiona. Wywołuje to falowania przez *rezonans terenowy*.

Chmury fal stojących, a inne chmury dynamicznego pochodzenia.

Jedną z charakterystycznych (choć nie zawsze występujących!) oznak istnienia fal wymuszonych, są stojące chmury typu *Acu lenticularis* (Fot. 1). Najgrubsze w środku, ścieniające się z przodu i z tyłu, stoją one w miejscu, mimo silnego wiatru górnego. Zmieniając szybko swój kształt często nikną, po to, by ukazać się w innym miejscu. Jest to oznaką zmiennego nasilenia ruchów falowych.

Czasem poszczególne osobniki zlewają się i tworzy się jedna duża chmura tego typu. Tak jest np. w Riesengebirge, gdzie powstają płaszcze Moazagotlu o wymiarze ca 20 *km* × ca 30 *km*.

Nie każda jednak chmura stojąca jest pochodzenia dynamicznego, a dalej nie każda chmura stojąca dynamiczna, jest oznaką istnienia ruchów falowych. Chmury towarzyszące warunkom fal stojących mają mianowicie tę właściwość, że są od szczytów górskich izolowane i umieszczają się na zawietrznej stronie gór, nieraz kilkanaście *km* za szczytem.

Różnice te uwydatnia ryc. 6. Na szczytach, lub dokoła szczytów gór wysokich (np. Alpy, Tatry, Czarnohora) usadawiają się często nieruchome czapy, względnie wieńce, już to o wyglądzie *Cu*, już to *St*. Pochodzenie ich jest albo czysto termiczne, albo bryzowe (bryza dzienna czyli dolinna). Przy silniejszym wietrze i dobrych warunkach termicznych, mogą się tworzyć całe *łańcuchy* o aspekcie *Cu* (patrz szkic dla Skye).

Nieruchome, związane ze szczytem i umiejscawiające się na nawietrznej stronie albo nad szczytem, są drobne obłoki pokroju *Frcu*, obserwowane np. na szczycie Matterhornu. Nie są one jednak też typu halniaka. Inną odmianą chmur stojących, zbliżoną wyglądem do *Cu*, są znane płaszcze nakrywające górę Stołową w Kapsztadzie. Na wyspach Fryzyjskich obserwuje się też chmury stojące o pokroju *Cu*, dynamicznego pochodzenia.

Czysto dynamiczne i już o wyglądzie *Acu lenticularis* są chmury obserwowane np. na Pico, Pic de Teyde i Wonosobo. W szkicu dla Pico na ryc. 6 mamy wiatr z lewej strony ryciny, i zupełnie czysty już typ chmury Moazagotl, umieszczającej się daleko od szczytu, na stoku zawietrznym. Nad to, chmura leży poniżej poziomu szczytu. Jest to przykład obniżenia się poziomu kondensacyjnego, na skutek panującego na stoku zawietrznym podciśnienia.

Kilka odmian stojących chmur terenowych z Bezmiechowej i gór Świętokrzyskich, można już też zaliczyć do halniaka, ale posiadającego mniejsze natężenie i mniejszy pułap.

Chmury czysto dynamiczne związane z ruchami falowymi tzn. usadawiające się na zawietrznej stronie szczytów są obserwowane bez wyjątku wszędzie w rejonach górzystych. Pułap ich zależy od wysokości zapory górskiej, a pojawienie się jest związane zawsze z bardzo silnym wiatrem. Lista rejonów, w których obserwowano ten typ chmur jest bardzo obszerna. Już na ryc. 6 mamy takie przykłady z: Cap Town (Przyl. Dobrej Nadziei), Pico (Azory), Pico de Teyde (W. Kanaryjskie), Wonosobo (Jawa). Dodajmy do tego jeszcze wyspy Ascension (między Afryką a Ameryką południową).

Czysty typ wysokiej chmury Moazagotlu o pokroju *Acu lenticularis,* obserwowany jest prawie wszędzie w krajach górzystych. Oto lista rejonów, z których mamy odpowiednie wzmianki w literaturze: Himalaje, Alpy, Kordyliery, Riesengebirge, Eulengebirge, Las Turyński, Jura Szwabska, Jura Frankońska, G. Taunus, G. Rhön, G. Leitha (k. Wiednia), G. Skandynawskie, G. Locenska (Bałkan bułgarski koło Sofii), G. Vitoša (Bałkan bułgarski koło Sofii), Etna, G. Blue Ridge Mountains (Apalachy, Amer. Płn.), Waynesville (N. Carolina, Amer. Płn.), *NE* Wybrzeża Grenlandii, szczyt Fujijama (Japonia).

Rotujące walce chmurne, o niskim stosunkowo pułapie ale umieszczające się też daleko na zawietrznym stoku opisane są dla rejonów: G. Cross Fell (środk. Anglia), G. Sewenny (płd. Francja), Wybrzeże Dalmatyńskie (przy zjawisku bora, tzw. walec „bory").

Rejonów, w których wyzyskano zjawisko to do lotów, jest stosunkowo mało. Jest to naturalnie wynikiem faktu, że nie w każdym rejonie gdzie pojawiają się tego typu chmury, przeprowadza się loty. W każdym razie Bezmiechowa, Ustianowa, Tęgoborze, Zakopane wykazały lotami, że istnieją tam ruchy falowe. W Niemczech na zjawisku tym przeprowadzono loty w Riesengebirge, górach Harzu, Eulengebirge (Śląsk) i w Laucha.

Moazagotl gór Riesengebirge.

Przez „Moazagotl" oznaczają szybownicy niemieccy pojawianie się stojących prądów falowych, bez względu na to czy występuje jakieś zachmurzenie, czy też nie.

Pojawienie się chmury na stronie zawietrznej występuje przy wietrze *S*, albo *SW*, o sile 15—25 *m/sek*. Chmura ma kształt ryby albo cygara równoległego do Riesengebirge, o długości zmiennej, od 10 do 30 *km*. Początek chmury jest zawsze cofnięty na stronę zawietrzną i może być oddalony od linii najwyższych grzbietów o 5 do 10 *km*. Przestrzeń bezchmurną leżącą między głównymi grzbietami górskimi a początkiem Moazagotlu, definiuje się jako tzw. *lukę fenową*. Kształt chmury ciągle się zmienia. Powierzchnie są wygładzone, granice błyszczące, często iryzujące. Środek chmury posiada największą grubość i jest dla obserwatora z ziemi zupełnie ciemny.

Z powodu dużych rozmiarów Moazagotlu, trudno jest obserwatorowi będącemu pod nią zaliczyć tę chmurę do jakiegoś znanego typu. Grubość jej jest ogromnie zmienna i waha się od 1000 do 5000 *m*. Przy dużej grubości, czarna chmura Moazagotlu przybiera czasem groźny wygląd burzowy. Pułap jej jest bardzo wysoki i wynosi 5000, 6000, a nawet 7000 *m*. Wzdłuż, Moazagotl posiada często szerokie sfalowania (maksimum sześć), oznaczane przez szybowników, jak tzw. *pierwsza, druga, trzecia itd. fala*. Pierwsza fala chmurna zaznacza się przy tym najsilniej.

Moazagotl w Riesengebirge obserwowany był w latach 1933—1937 ponad 90 razy (w tym w r. 1937 43 razy). Największa częstość pojawiania się Moazagotlu wypada tam na marzec i kwiecień, oraz październik i listopad. Dokładnie w tych samych miesiącach mamy w Polsce największą częstość halniaka. Także na te same miesiące (III, IV, oraz XI) wypada częstość chmury stojącej typu Moazagotl, zwanej przez Anglików *Helm-barr* (góry Cross-Fell, Anglia). Brak jest zjawisk fal stojących, tak u nas, jak w Riesengebirge, jak i w Anglii, przede wszystkim w czerwcu, lipcu i sierpniu. Tak więc, zjawisko to występuje przeważnie w zimnej połowie roku, głównie późną jesienią i wczesną wiosną.

Pod Moazagotlem, obserwuje się w Riesegebirge drugą odmianę chmur. Mianowicie mniej więcej na wysokości szczytów, pojawiają się walce chmurne o wyglądzie cumulusowym, ustawione w poprzek wiatru tzn. równolegle do grzbietów górskich. Walce te wykazują ogromnie silne ruchy wewnętrzne, a pod nimi panują nagłe zmiany wiatru od szybkości huraganowych do ciszy i wiatru przeciwnego. Są to tzw. *rotory*.

Nad to mogą się pojawiać pod Moazagotlem jeszcze dwie inne charakterystyczne formy chmur. W niektórych wypadkach na stronie nawietrznej gór, niżej wysokości szczytów albo równo z nimi, może zalegać gruba warstwa chmur. Pokrywają one najwyższe partie szczytowe, stoją w miejscu i zwane są *murem fenowym*. Jeśli przeniosą się przez szczyty na stronę zawietrzną i zlewają w dolinę, to powstają tzw. *wodospady chmurne*. Opływ jest laminarny, bez tworzenia wiru tylnego, a wskutek ocieplenia przy schodzeniu na niższe wysokości, następuje wyparowywanie i wodospady chmurne umiejscawiają się nieruchomo na stoku zawietrznym.

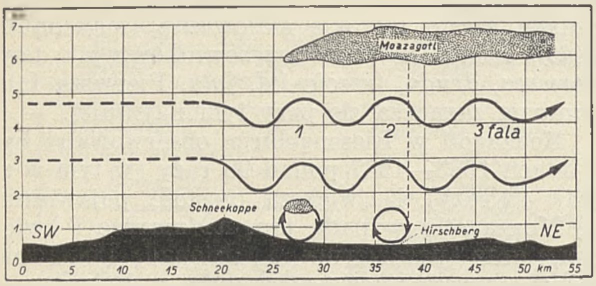
Poza zaporą Riesengebirge, głęboko w głąb nizinnego Śląska, rozwijają się silne ruchy falowe. Ryc. 7 i 8 są przykładami jednego wypadku, w którym obserwowano trzy fale. Abstrahując od pojedynczego przykładu z ryc. 7 i 8 i uogólniając, można stwierdzić odnośnie Riesengebirge następujące fakty:

1. Średnia długość fal wynosi 7—8 *km*; zaobserwowane najkrótsze miały 4 *km*, najdłuższe 10 *km*.

2. Pierwsza fala oddalona jest o 8 *km* od głównych szczytów, druga o 15 *km*, trzecia o 20 do 25 *km*.

3. Na pierwszej fali osiągnięto w lotach szybowcowych do listopada 1938 r. 6800 *m* nad poziom morza, na drugiej 6000 *m*, na trzeciej 5800 m. Dnia 28. XI. 1938, pilot Z i l l e r na szybowcu „Kranich" osiągnął w Riesengebirge 8600 *m* nad poziom morza; w locie szybowiec znajdował się ponad jedną godzinę w chmurze

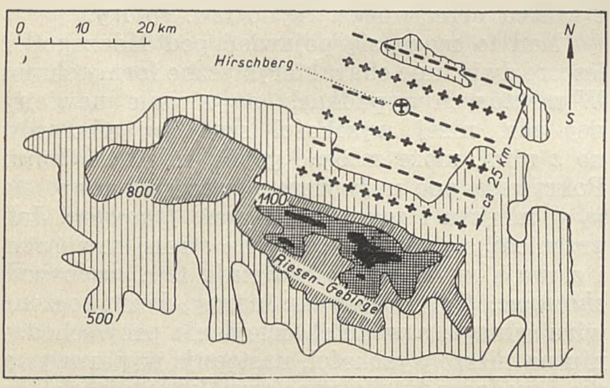
(prawdopodobnie w Moazagotlu); najniższa temperatura —40°; bliższe szczegóły na razie nieznane.



Ryc. 7.

Fale stojące w Riesengebirge, w dniu 21 maja 1937. W dniu tym wykonano na zjawiskach ruchu falowego 22 wysokich lotów, w tym jeden na wysokość 6200 m a pięć między 4000 a 6000 m. Największe szybkości wznoszenia wynosiły na pierwszej fali 8 m/sek, na drugiej 7.5 m/sek, na trzeciej 6 m/sek. W poziomie od 1000 do 3000 m napotykało się szybkości 6 m/sek, od 3000 do 5000 m 4 i 3 m/sek. Na prawo od pionowej kreskowanej, obserwowano w tym dniu między 11^h45 a 13^h zanik ruchu falowego. Wdł. Küttner'a.

4. Najczęstsza szybkość prądów wstępujących na falach wynosi 3—5 *m/sek*, opadających tyle samo. Maksima dochodzą jednak do 8 *m/sek* (tak wstępujących, jak i opadających).



Ryc. 8.

Widok z góry na trzy fale stojące w Riesengebirge, w dniu 21 maja 1937. Plusy = obszary prądów wstępujących, minusy = obszary prądów opadających.

5. Na fale, które mają czasami zasięg do 10000 *m* składają się pojedyncze drgania o amplitudzie 200—500 *m* (średnio 350 *m*).

Pod grzbietami fali pierwszej i drugiej, wyciągnięte w linie, albo rozmieszczone pojedynczo, umieszczają się — jak już wspomniałem — tzw. *rotory*. Panuje w nich gwałtowna, prawie kołowa rotacja. Rotacja jest tego rodzaju, że w partiach górnych rotoru powietrze idzie z ogólnym wiatrem południowym, w partiach dolnych pod wiatr. W przód i w tył poruszają się rotory bardzo nieznacznie. Panują w nich natomiast *olbrzymie* i ogromnie *niebezpieczne rzucania.* Do poziomu rotorów obserwuje się gradient 1°/100 *m* nad nimi pojawia się inwersja. Przed i za rotorami panują huraganowe wiatry południowe, pod czołem rotoru prawie cisza, pod środkiem rotoru lekki wiatr północny. Rotory umieszczają się do wysokości 1000—2500 *m* nad dolinami Riesengebirge.

Doświadczenia z maszyną motorową (Klemm) wykazały, że w tylnej części rotoru, płatowiec na pełnym gazie został zduszony z 700 *m* prawie do ziemi. W przedniej części odwrotnie: maszyna z przymkniętym gazem uzyskała w 3 minutach 1800 *m*. Oznacza to 12 *m/sek* prądu wstępującego. W innym wypadku przy holowaniu przez rotory, zespół holujący mimo pełnego gazu maszyny motorowej dostawał 2—5 *m/sek* opadania. Na rotorach uzyskiwano w Riesengebirge wysokości 2600 *m*, przy czym barogramki wykazują regularne fale o amplitudzie około 1500 *m* i średnim okresie 40 minut. Ten rodzaj lotu oznaczają Niemcy, jako tzw. W a l z e n f l u g.

Ponad rotorami, w rejonie niczym niezaburzonych fal stojących, panuje mimo huraganowego wiatru, *kompletny brak rzucań.* Przejście jest bardzo nagłe, a cisza obserwowana przez pilota zupełnie idealna. Wariometr wskazuje stałe wznoszenia, względnie opadania. Ten rodzaj lotu definiują Niemcy jako tzw. W e l l e n f l u g.

UWAGA: 35 zdjęć fotograficznych, obrazujących chmury typu Moazagotl z różnych obszarów, chmury rotorów, mur fenowy i wodospady chmurne, podaje J. Küttner w publikacji p. t. Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. 25, str. 79—114 (1938).

O wiele lepszą jest inna kolekcja 14 zdjęć, przedstawiających najtypowsze chmury typu fal stojących, a podana w następującej publikacj. hiszpańskiej: Luis Rodés, S. J.: Atlas de Nubes. Fotografiadas en el Observatorio del Ebro. — Atlas ten jest dodatkiem do publikacji p. t.: L. Rodés: Contributión al estudio climatológico de la comarca de Tortosa. Boletîn del Observatorio del Ebro, Resumen 1910—1934, Vol. XXV, Fasc. 2. Tortosa 1936.

Jeśli idzie o oficjalny atlas chmur jakim jest Atlas International des Nuages et des Etats du Ciel (Part I, Atlas Général. Paris 1932. Wydawn Comité Météorologique International, Commission pour l'étude des nuages) — to atlas ten nie zawiera niestety wcale zdjęć chmur typu Moazagotl.

Teoria Moazagotlu.

J. K ü t t n e r [11]) wiąże Moazagotl z pewnym specjalnym zachowaniem się prądów na zawietrznej stronie gór.

Jeśli mianowicie mamy wiatr, ale jednocześnie na nawietrznej i zawietrznej stronie gór panuje termika i *Cu*, to według K ü t t n e r'a powstaje tzw. *wir tylny.* Wir ten czerpie energię częściowo z podciśnienia dynamicznego (przepływ wiatru nad przeszkodę górską), a częściowo z zahamowania prądów na skutek tarcia o teren. Jeśli gradient temperatury zbliża się do adiabatycznego, to wir wymagałby mało energii. W Riesengebirge wir zawietrzny wydłuża się wtedy do 20 *km* w głąb strony zawietrznej. Na całej stronie za-

[11]) J. Küttner: l. c. 6.

wietrznej panują na ogół do wysokości szczytów (1000—1500 *m*) przeciwne kierunki wiatru, aniżeli kierunek wiatru górnego i kierunek wiatru na stronie nawietrznej.

Pilot krążący w kominach termicznych po stronie zawietrznej zauważy, że mimo górnego wiatru południowego, zniosło go nie na północ, a na południe. Dopiero na wysokości od 1000 do 2000 *m* zaczyna się znoszenie na północ.

Tego rodzaju stacjonarny, duży wir tylny, był najstarszym tłumaczeniem powstawania Moazagotlu (ryc. 9, u góry). Jeśli jednak maksymalna wysokość Riesengebirge jest 1500 *m*, to wir nie może sięgać do 5000—8000 *m* i tworzyć tam stojącą chmurę Moazagotl.

Według K ü t t n e r'a Moazagotl powstaje wtedy, gdy termiki nie ma, lub gdy jest bardzo słaba. Emagramy fal stojących wykazują warstwy równowagi stałej, warstwy izotermij i inwersje. Wszystko to nie pozwala jakoby rozwinąć się wirowi tylnemu, który nie ma skąd czerpać energii na rozwinięcie ruchów pionowych w tak stabilnie warstwowanej atmosferze [12]).

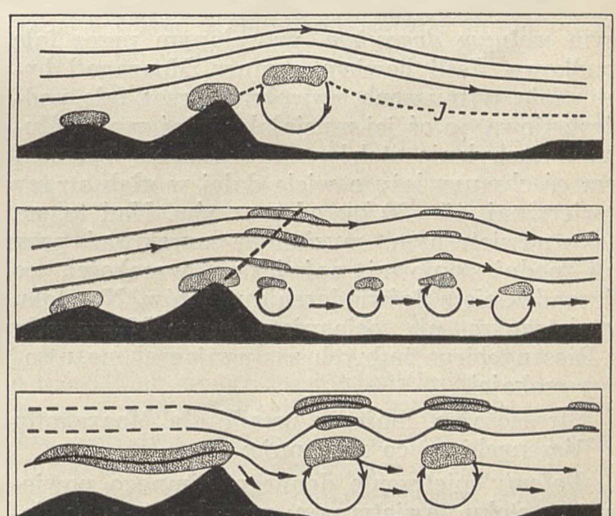
Moazagotl można jednak wytłumaczyć w tym wypadku, ogólnie znanym zjawiskiem tzw. *fenu*, czyli w polskiej terminologii *halniaka*.

Niech po obu stronach gór zalega przyziemna warstwa suchego, względnie zimnego powietrza wyżowego. Górny wiatr południowy spiętrza tę warstwę coraz wyżej na stokach południowych, podnosi się też i warstwa inwersyjna rozdzielająca zimne powietrze dolne od cieplejszego górnego. Przy silnym wietrze warstwa inwersyjna zaczyna drgać już na dowietrznej stronie gór, a drgania te udzielają się warstwom wyższym i niższym. Nadchodzi wreszcie moment, kiedy zimne, denne powietrze ze strony nawietrznej przenosi się przez góry i zaczyna gwałtownie zlewać się na stronę zawietrzną. Powstaje teraz na stronie zawietrznej zesumowanie dwu rodzai energii: kinetycznej ciepłego powietrza górnego opadającego gwałtownie w głąb dolin, i potencjalnej powietrza zimnego przelewającego się z poziomu szczytów w poziom dolin. Wiatr górny ma pod sobą jako zaporę już nie tylko górzysty teren, ale także warstwę powietrza zimnego, spiętrzonego na stokach nawietrznych. Im stromszy i wyższy jest stok nawietrzny, tym silniej oczywiście będzie następować schodzenie powietrza ciepłego, oraz tym większe ilości energii nagromadzą się przy spiętrzaniu powietrza zimnego. Jeśli teraz stok zawietrzny jest stromy, to energia potencjalna zimnego powietrza wydaje pracę na krótkim odcinku, i dzielność jest bardzo duża. Tak samo kinetyczna energia górnego wiatru, spływającego po krótkim a stromym zboczu, daje dużą dzielność. W sumie efekt impulsu jest tak wielki, że potrafi wzbudzić falowania sięgające do 5000 *m* a nawet 10.000 *m*.

Opisane wyżej tłumaczenie odnosi się do sytuacyj wyżowych. Suchość powietrza nie pozwala wtedy na wytworzenie się chmury Moazagotlu i chmur rotorów. Uwidacznia się tylko inwersja między względnie zimnym powietrzem dennym a ciepłym górnym, w postaci warstwy pyłu, oraz pojawiają się drobne, odosobnione *Acu lenticularis*. Jest to tak zwany *fen antycyklonalny*, czyli *halniak wyżowy*.

Drugą odmianą zjawiska ruchów falowych jest *fen cyklonalny* czyli *halniak niżowy*. Następuje po nim znaczne pogorszenie się pogody. Schemat ruchów jest taki sam jak i w fenie antycyklonalnym. Wzmocniony gradient ciśnieniowy (niż) sprawia, że powietrze zimne ze stoków nawietrznych łatwo przelewa się na stronę zawietrzną. Powietrze to jest wilgotne, powstają więc takie zjawiska jak obłoczny *mur fenowy* i *wodospady chmurne*. Górne powietrze ciepłe jest też wilgotne, falowania doprowadzają to powietrze do poziomu kondensacyjnego, i powstaje jednolity płaszcz Moazagotlu, oraz cumulusowe rotory. Ta odmiana fenu daje podobno silniejsze falowania, aniżeli bezchmurny fen wyżowy.

Strukturę zjawiska fal stojących wywołanych przez fen wyżowy i niżowy możnaby więc przyjąć za taką, jak to mamy przedstawione na ryc. 9,



Ryc. 9.

*Poglądy na strukturę ruchów falowych w Riesengebirge: U góry: stary, zarzucony pogląd wiru tylnego (**I** — inwersja). W środku: falowanie na skutek fali podniesieniowej wywołanej napływem na stoki nawietrzne (na stronie zawietrznej warkocz drobnych wirów tylnych). U dołu: najnowszy pogląd. Falowanie na skutek impulsu fali spadkowej, tzn. spadku powietrza wzdłuż stoków zawietrznych (na stronie zawietrznej tzw. rotory).*

w środku. Chmura Moazagotl byłaby tu pierwszą *falą wymuszoną*, wywołaną przez czysto terenowe wzniesienie się prądów na stoku nawietrznym, czyli byłaby wywołaną tzw. *falą podniesieniową*. Jeśli atmosfera na skutek swojego warstwowania

[12]) Ten pogląd Küttner'a zdaje się jednak być błędnym. Jeśli nawet równowaga stała jest bardzo silna (tzn. gradient bardzo mały) to przy wietrze 60 do 80 km/h i stromszym stoku zawietrznym, wir tylny jednak zdaje się istnieje. Inna sprawa, że wysokość tego wiru może być znikoma w stosunku do wysokości do jakiej sięgają falowania (10 km). Wir jednak może istnieć, a odrywanie się jego od grzbietu zawietrznego może dawać warkocz wirów tylnych. Efektem tego odrywania się mogą być niebezpieczne zjawiska rotorów.

termicznego jest nastrojoną na pewne drgania, to fala podniesieniowa łatwo może je wyzwolić. Niepotrzebną jest tu nawet inwersja. Każda warstwa o równowadze stałej jest bowiem zawsze nastrojoną na pewne drgania. Tak np. gruba warstwa izotermiczna z adiabatyczną kompresją jest zawsze nastawiona na własne drgania pionowe o okresie 5 minut, a cieńsze warstwy izotermiczne mają drgania pionowe o okresie 7—9 minut.

Fala podniesieniowa może być impulsem do powstania tych drgań. Pojedynczy grzbiet górski wywoła wtedy za sobą, w kraju płaskim, drgania, jeśli tylko szybkość wiatru osiągnie wartość krytyczną, równą szybkości przenoszenia się fal drganiowych i jeśli atmosfera jest termicznie odpowiednio uwarstwowana. W innym wypadku wystarczy, by grzbiety górskie były ułożone regularnie, jedne za drugimi i by odstęp ich równał się mniej więcej długości fal, na jakie atmosfera jest w danej chwili nastawiona. *Rezonans gór* nie tylko wywołuje wtedy w atmosferze falowania, ale podtrzymuje je, a nawet silnie wzmacnia, tak, że fale mogą sięgać do granicy stratosfery (zjawisko obserwowane w Alpach). Tak więc fala podniesieniowa może wywoływać często zjawisko fal stojących, szczególnie w górach o regularnych uliniowaniach i profilach. Obserwuje się te fale nawet za tak płaskimi terenami jak Laucha, gdzie wysokość stoku wynosi 200—250 *m*.

Tzw. *fala spadkowa* (ryc. 9, u dołu) jest jednak zdaje się częstszą przyczyną ruchów falowych, aniżeli fala podniesieniowa. Chmura Moazagotl Riesengebirge jest prawdopodobnie pierwszym *wolnym drganiem*, wywołanym przez falę spadkową. Jeśli bowiem chmura Moazagotl byłaby falą wymuszoną wywołaną przez falę podniesieniową, to oś jej musiałaby leżeć w przedłużeniu nachylenia stoków nawietrznych. Tymczasem oś chmury leży o wiele dalej w głąb strony zawietrznej, 15—20 *km* od szczytów. Nad to, na stoku nawietrznym, musianoby uzyskiwać przy fali podniesieniowej największe wysokości, co niezgadza się z doświadczeniami lotów. Na stoku nawietrznym nie osiągnięto przy Moazagotlu w Riesengebirge żadnych zasługujących na uwagę wysokości.

Streszczając, możemy ustalić dla Moazagotlu w Riesengebirge co następuje:

Dołem: spiętrzenie dennego, zimnego powietrza na stoku nawietrznym; przepływ tego powietrza przez szczyty i zlewanie się na stronę zawietrzną, bez tworzenia wiru tylnego; bezchmurnie, albo też „mur fenowy“ oraz „wodospady chmurne“; zwiększanie się różnicy poziomów powietrza zimnego, leżącego po stronie nawietrznej i powietrza zimnego leżącego po stronie zawietrznej.

Górą: silny napływ względnie ciepłego powietrza; gwałtowne opadanie tego powietrza na stoku zawietrznym, na skutek obniżenia się poziomu opływowego; wytworzenie tzw. luki fenowej (rozjaśnienie); powstawanie po stronie zawietrznej kilku stojących fal sięgających do granicy stratosfery; gradienty ku górze zmniejszają się, a fale zwiększają amplitudę; pojawianie się wysokiej chmury stojącej.

Poziom średni: pod grzbietami fal często (choć nie zawsze) wytwarzania się rotorów sięgających do wysokości grzbietów; miejscowe i czasowe przebijania się falowych ruchów fenowych aż do ziemi.

Fale stojące w innych terenach.

Po odkryciu zjawisk falowych w Riesengebirge, nasuwało się od razu przypuszczenie, że analogicznie a nawet silniej wystąpi być może to zjawisko na północnym przedgórzu Alp.

W roku 1937 D. F. S. przeprowadził szereg badań, ale wyniki były nikłe. Przy silnym wietrze południowym zanotowano na stronie zawietrznej (północnej) Alp tworzenie się co najmniej dwu fal, z chmurami lub bez. Długość fal była rozmaita zawsze jednak zależna od szybkości wiatru (ryc. 12). W jednym wypadku (23. X. 1937), w locie z Monachium do Garmisch, obserwowano dwie fale o długości od 15 do 20 *km*. Na fali bliższej gór, wariometr maszyny motorowej wskazywał 6 do 7 *m/sek* wznoszenia, między falami maszyna na pełnym gazie i sterowana w górę opadała z szybkością 3 *m/sek*.

Niedaleko Londynu w Dunstable, loty szybowcowe na zawietrznej stronie grzbietu, zaledwie 80 *m* wysokiego, dochodziły do 800 *m* i odbywały się na pewno na fali stojącej. Chmury stojącej nieobserwowano a tylko zgęszczenie pyłów o falistej strukturze. Podobne loty, które trudno zaliczyć na karb prądów zboczowych miały też miejsce w Bradwell Edge (koło Manchesteru), w Laucha, Hornberg (Schwarzwald), w górach Harzu, i w Eulengebirge.

Bezmiechowa, Ustianowa, Tęgoborze, Zakopane — oto miejscowości, w których przeprowadzone były u nas loty na tego rodzaju zjawiskach. O zupełnie pojedynczych doświadczeniach w Szwajcarii i Italii nie wiemy prawie nic.

Natomiast istnieje kilka szczegółowych opisów chmur falowych. Tak np. w górach Cross-Fell w środkowej Anglii, wysokich na 800 *m* a długich na 60 *km*, obserwuje się, przy silnym północnowschodnim wietrze, zjawisko analogiczne do Moazagotlu. Kilka *km* w głąb strony zawietrznej umieszcza się równolegle do gór, stojący wał chmurny, w którym widoczny jest silny ruch wewnętrzny. Wał ten zwany przez Anglików *Helmbarr* obserwowany był w 13 latach 93 razy. To samo zjawisko obserwowano w Sewennach (płd. Francja). W górach Blue Ridge Mountains (północna Ameryka, stan Washington, Mount Weather Observatory) występuje przy wietrze 11—22 *m/sek*, do 7 stojących wałów albo fal chmurnych typu *Acu lenticularis*, w odstępach od 4 do 9 *km*. Chmury te tworzą się też tylko na stronie zawietrznej. Średnia odległość pierwszej fali od szczytów wynosi 8,8 *km*, trzeciej około 20 *km*.

Karpaty.

Mało znane dla nas pod tym względem są *Karpaty*. Faktem jest, że nad Karpatami obserwuje się doskonale wykształcone *Acu lenticularis* typu fenowego. Formy ich posiadają tak regularny kształt, że od razu widocznym jest, że

w atmosferze nad Karpatami istnieje kilka stojących fal. Uwidaczniają się one szczególnie we *wschodnich połaciach Karpat*, gdzie regularne i długie grzbiety Czarnohory, Gorganów i pomniejszych gór, stwarzają idealne warunki do powstawania fal stojących przez rezonans terenowy.



Fot. 1.
Acu lenticularis w Tatrach. Halniak orawski z kierunku SW o sile 15—30 m/sek.

Tak np. od jednolitego pasma Czarnohory po wysokość Delatyna mamy na przestrzeni około 33 *km* trzy jednolite długie pasma górskie. Licząc z Czarnohorą jest ich cztery a średni odstęp między pasmami wynosi 10—11 *km*. Jest to akurat długość obserwowanych dotąd w innych terenach fal stojących. Na północny zachód mamy znowu kolejno idąc od południa: Świdowiec, Czarna Połonina — Busztul, Gorgany wschodnie (Chomiak, Doboszanka, Sywula). Są to znowu trzy równoległe pasma o średnim odstępie 10 do 15 *km*. Jeszcze dalej na północny zachód możnaby wyliczyć podobne ukształtowania.

Wszystko to przemawia za tym, że wysokie pasma wschodnich Karpat będą doskonałym rejonem tworzenia się ruchów falowych. Będzie to u nas poza Tatrami, drugi być może obszar najintensywniejszego zjawiska fal stojących.

Emagramy ruchów falowych.

O rozkładzie temperatury z wysokością w warstwach, w których panują ruchy falowe, nie ma na razie ściślejszych danych. W Riesengebirge, do pierwszego poziomu inwersyjnego tzn. do wysokości 1000—1500 *m* panują zwykle podczas Moazagotlu gradienty od $0^0/100$ *m* (izotermia) do 0^0 5/100 *m*. Wyjątkiem są rotory, pod którymi obserwuje się gradienty $1^0/100$ *m* a także gradienty nadadiabatyczne. Wyżej, nad pierwszą inwersją, gradienty rosną, tak, że powietrze w chmurze Moazagotlu ma już dużą równowagę chwiejną (wilgotno-chwiejną). Inwersyj wysokich nie obserwuje się.

Inaczej jest na północnym przedgórzu Alp, przy wietrze południowym. Występują tam dwie inwersje, jedna na wysokości 3, druga na wysokości 6—7 *km*. Pozostałe części emagramów wykazują już to podadiabatyczne już to nadadiabatyczne gradienty, tzn. że chmury stojące występują w Alpach tak przy braku termiki, jak i przy termice.

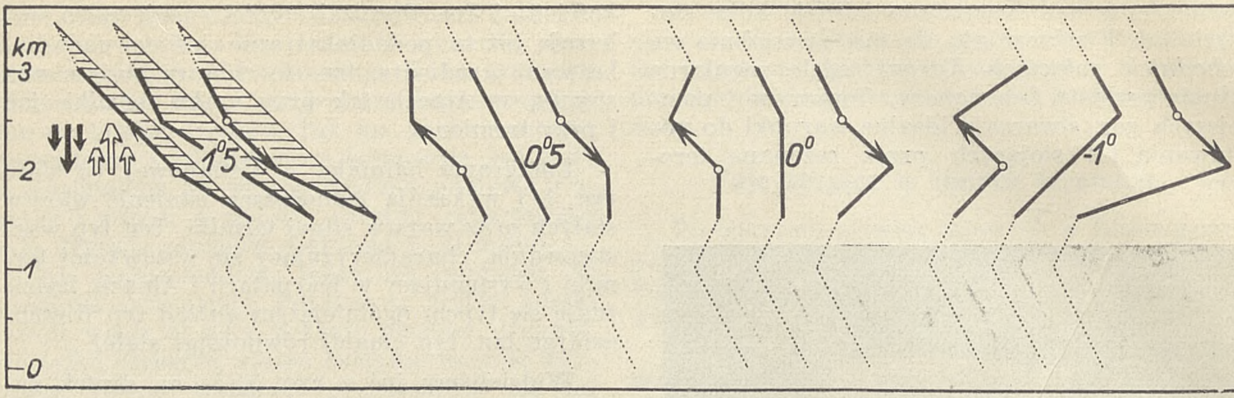
Emagramy halniaka z Ustianowej (u dołu ryc. 11) wykazują jednoczesne istnienie warstw stałych oraz warstw silnej termiki. Ten typ warstwowania, charakteryzujący się wstawkami termiki i występujący w Karpatach i Alpach, będzie zdaje się typem ogólniejszym aniżeli typ Riesengebirge tzn. typ ciągłej równowagi stałej.

Widzieliśmy już z ryc. 5, że na skutek ruchów falowych powietrze przenoszące się w dół i w górę, zmienia swoje temperatury w sposób adiabatyczny. Wskutek tego zmieniają się oczywiście i gradienty a co za tym idzie i charakter emagramów. Oczywistym jest przy tym, że jeśli np. izotermiczna warstwa o grubości 1000 *m* przeniesie się z wysokości 5500 *m* na 0 *m*, czyli z ciśnienia 380 *mm* na ciśnienie 760 *mm*, to grubość tej warstwy zmaleje do połowy. Warstwa ta opadając ogrzewa się adiabatycznie tzn. o $1^0/100$ *m*. Niech między 5000 a 6000 *m* panuje temperatura -20^0. Powietrze z 6000 *m* zejdzie na 500 *m* i otrzyma temperaturę o 55^0 wyższą czyli $+35^0$. Powietrze z 5000 *m* zejdzie na 0 *m* i otrzyma temperaturę o 50^0 wyższą czyli $+30^0$. Między 0 *m* a 500 *m* zapanuje więc 5-stopniowa inwersja. Przy ruchu w górę, będziemy mieli przeciwny skutek, tzn. powiększanie się gradientu. Wreszcie przy gradiencie $1^0/100$ *m*, nie będziemy obserwować żadnych zmian temperatury, mimo przenoszenia się powietrza w dół czy w górę.

Jak widzieliśmy już, fale stojące przedstawiają sumę pewnych drgań pojedynczych, których amplituda wynosi od 200 do 500 *m*. Przyjmijmy, że wynosi ona 500 *m* i zaniedbując zmiany ciśnienia i objętości, zobaczmy jak zmieniają się emagramy, jeśli powietrze w warstwie np. od 2 do 2,5 *km* schodzi w dół i podchodzi następnie w górę o 500 *m*. Zmiany emagramów jakie z tego wynikną przedstawia ryc 10. Mamy tam cztery grupy emagramów. Dolne zakropkowane partie wszystkich emagramów odpowiadają przeciętnym warunkom Moazagotlu w Riesengebirge: do 1 *km* warstwa zimnego powietrza o spadku 0^0 5/100 *m* (warstwa zawierająca rotory), między 1 a 1,5 *km* inwersja odpowiadająca przejściu w ciepłe powietrze górne. Przyjmijmy też, że ciepłe powietrze w warstwie od 1,5 do 2,5 *km* posiada gradient zmienny, który wynosi:

w I	grupie emagramów	. . .	$1^0$5/100 *m*
w II	„ „	. . .	$0^0$5/100 „
w III	„ „	. . .	$0^0$0/100 „
w IV	„ „	. . .	$-1^0$0/100 „

Stosunkom tym odpowiadają w każdej grupie emagramy środkowe. Jest to stan dla pionowej ciszy. Niech teraz powietrze z 2,5 *km* przeniesie się w dół o 500 *m*. Dostaniemy obrazy przedstawione przez prawe emagramy każdej z grup. — Przy przemieszczaniu się w górę, z 2 *km* na 2,5 *km*, dostaniemy obrazy przedstawione przez



Ryc. 10.

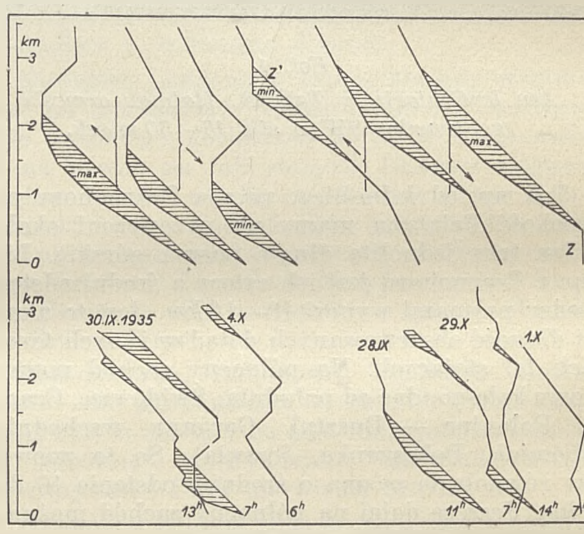
Zmiany wyglądu emagramów normalnych (środkowych w każdej z 4 grup), przy 500-metrowym przemieszczaniu się powietrza w górę (strzałka w górę) i 500-metrowym przemieszczaniu w dół (strzałka w dół). Przyjęto, że pionowe przemieszczanie się powietrza odbywa się tylko w warstwie od 2 do 2·5 km, i że w wypadku termiki pozytywnej ($\gamma = 1^0 5/100$ m) zachodzą analogiczne zmiany temperatury jak w wypadku termiki negatywnej ($\gamma = 0^0 5$, 0^0, $-1^0/100$ m). Efektem tego są zmiany gradientu w warstwie trzykrotnie grubszej, a mianowicie między 1·5 a 3 km.

lewe emagramy każdej z grup. Efekt można streścić następująco:

Pierwotny stan równowagi atmosfery (emagramy środk.)	Stan po wzniesieniu się powietrza (lewe)	Stan po opadnięciu powietrza (prawe)
chwiejna	zmniejszenie chwiejności	zwiększenie chwiejności
stała	powstanie izotermii	rozszerzenie niższej inwersji
izotermia	powstanie drugiej, wyższej inwersji	rozszerzenie i wzmocnienie niższej inwersji
inwersja	powstanie dwu inwersyj ale słabych	silne wzmocnienie pierwszej inwersji

Ryc. 10 odpowiada raczej rozkładowi temperatur w Riesengebirge, aniżeli temu co obserwowało się w Polsce (Ustianowa) i w Alpach. Dla naszych warunków ważne są mianowicie emagramy z wstawkami silnej termiki.

Przyjmijmy tu zupełnie dowolnie dwa teoretyczne wypadki przedstawione przez górną część ryc. 11. Pierwsze trzy emagramy od lewej strony przedstawiają wypadek termiki przyziemnej tzn. termiki mas polarnych, z silną inwersją. Emagram środkowy tej grupy, w którym od powierzchni ziemi do 1700 *m* panuje równowaga chwiejna, uważamy za normalny. Przyjęto przy tym idąc od dołu następujące gradienty: $1^0 5$, $0^0 5$, $0^0 0$, $-1^0 0$ i $0^0 5/100$ *m*. Niech teraz, tak jak to wyjaśniłem w rozdz. „Zmiany temperatury przy ruchach falowych“, nastąpią pionowe przemieszczania się całych mas, niezależne od krążeń termicznych. Przyjmując, że w emagramie środkowym lewej grupy ryc. 11, warstwa od 1 do 2,5 *km* podniosła się względnie opadła o 500 *m*, dostaniemy jako rezultat emagram pierwszy i trzeci. Widzimy, że pierwotna warstwa termiki *typu polarnego*, zamknięta od góry inwersją:



Ryc. 11.

U góry: Teoretyczne emagramy ruchów falowych i ich zmiany przy przesunięciach całych mas w górę względnie w dół. Lewa grupa odnosi się do termiki przyziemnej (mas polarnych) i zakłada przesunięcie warstw leżących między 1 a 2.5 km o 500 m w dół i w górę. Prawa grupa odnosi się do termiki wolnej atmosfery (mas tropikalnych) i zakłada przesuwanie się warstw leżących między 1 a 2 km o 500 m w dół i w górę. U dołu: emagramy halniaka z III K. Z. S. z Ustianowej.

przy ruchu całych mas w górę: *wzmacnia wartość termiki, podwyższa pułap termiki, osłabia warstwę zaporową (inwersję),*

przy ruchu całych mas w dół: *osłabia wartość termiki, obniża pułap termiki, wzmacnia warstwę zaporową (inwersję).*

Naturalnym jest, że w warstwach o równowadze obojętnej, albo chwiejnej, nie potrzeba dopływu energii, ażeby rozwinęły się w nich i trwały ruchy falowe. Wystarczy tylko impuls i pewne skoordynowanie ruchów pionowych, tak, by formowały się one w sposób falisty. W ten sposób warstwy chwiejne mogą wzmocnić ruchy falowe,

a ściślej mówiąc siłę prądów tak wstępujących, jak i opadających.

Weźmy teraz pod uwagę drugie trzy teoretyczne emagramy górnej części ryc. 11. Przyjmijmy za stan normalny znowu emagram środkowy tej grupy. Mamy tu wstawkę termiki w wolnej atmosferze, od 1000 *m* do 2800 *m* czyli emagram przedstawia warunki termiki mas tropikalnych. Niech teraz z tego stanu normalnego warstwa o gradiencie 1°5/100 *m* czyli warstwa od 1000 *m* do 2000 *m*, przeniesie się o 500 *m* w górę, albo w dół. Widzimy, że pierwotna warstwa termiki *typu tropikalnego:*

przy ruchu całych mas w górę: *osłabia wartość termiki, niezmienia pułapu termiki, stwarza nad sobą warstwę zaporową Z';*

przy ruchu całych mas w dół: *wzmacnia wartość termiki, nie zmienia pułapu termiki, stwarza pod sobą warstwę zaporową Z.*

Reasumując można ustalić, że:

1. termika przyziemna (typu mas polarnych), podczas ruchu falowego periodycznie wzmacnia i osłabia nakrywającą ją inwersję zaporową i wykazuje duże wahania pułapu.

2. Termika w wolnej atmosferze (typu mas tropikalnych), podczas ruchu falowego nie wykazuje żadnych wahań pułapu, ale stwarza niekorzystne dla lotu warstwy zaporowe, które przenoszą się periodycznie z dna termiki na jej pułap i naodwrót.

3. Natężenie obu rodzai termiki jest podczas ruchów falowych periodycznie zmienne.

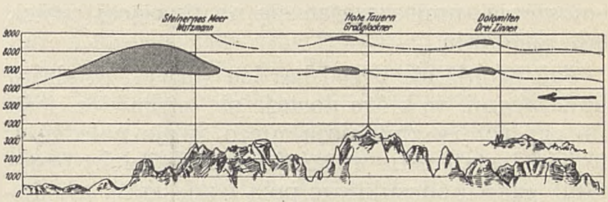
Reasumpcja zebrana tu wyżej w punktach 1, 2, 3 odnosi się do takich warunków, których warstwy termiki są nieruchome, a przez termikę przenoszą się ruchy falowe. Oczywistym jest, że jeśli fale są stojące, to w danym stałym miejscu termika się nie zmienia. Wtenczas emagramy środkowe obu grup ryc. 11 odpowiadają grzbietom i dolinom fal stojących, lewe emagramy obu grup — częściom wznoszącym fal, prawe emagramy — częściom opadającym fal.

Omawiane tu typy teoretycznych emagramów nie odbiegają zbytnio od warunków rzeczywistych. Świadczy o tym dolna część ryc. 11. Jest to wybór emagramów z warunków halniaka, z Ustianowej. Zbliżają się one w swym charakterze zupełnie do emagramów teoretycznych przedstawionych u góry ryc. 11.

Wnioski praktyczne.

Że prądy wstępujące towarzyszące ruchom falowym mogą pomóc w nabieraniu wysokości maszynie motorowej każdego typu, jest zupełnie jasnym. Niebezpieczne natomiast są prądy opadające, gdyż mogą uniemożliwić lot a nawet doprowadzić do wypadku. W każdym razie, nawet w średnio wysokich górach przy pogodzie halniaka, trzeba liczyć się do wysokości 2000—3000 *m* ze stałymi prądami opadającymi o sile do 12 *m/sek*, a od tych wysokości do 7000—8000 *m* z prądami opadającymi do 8 *m/sek*. Nad to do pułapu rotorów (2000—3000 *m*) trzeba się liczyć z wyjątkowo dużymi rzucaniami.

Dla szybownictwa ważnym jest charakter zjawiska, które doprowadza szybowiec do tak znacznych wysokości, oraz zagadnienie następnego wyzyskiwania tych wysokości. Charakter lotu na



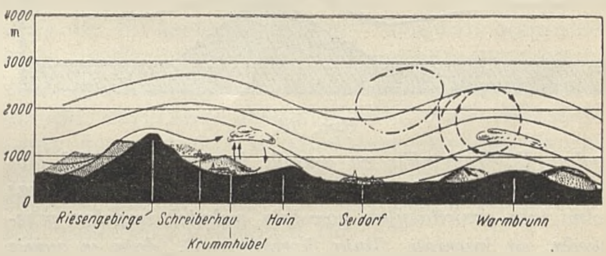
szybkość wiatru > 50 km/h
długość fal > 2 km

szybkość wiatru < 50 km/h
długość fal < 2 km

Ryc. 12.

Chmury i fale stojące w Alpach i na północnym przedgórzu Alp. Wiatr z kierunku południowego (strzałka). Wdł. Georgii'ego.

zjawisku fal stojących zmienia się z wysokością. Lot przez rotory daje gwałtowne, regularnie następujące po sobie wznoszenia i opadania. Ustawiając się w przedniej części rotoru można jednak uzyskiwać znaczne wysokości (Offierski w Ustianowej, na III K. Z. S.). Przy drobnym przesunięciu się rotoru, szybowiec dostaje się jednak w strefę prądów opadających i traci wysokość z szybkością, która może wynosić np. 3, albo 7, albo nawet i 12 *m/sek*.



Ryc. 13.

Pogląd Georgii'ego na zjawisko fali stojącej w Riesengebirge. Porównaj nowszy pogląd Küttner'a, uwidoczniony schematycznie u dołu ryc. 9.

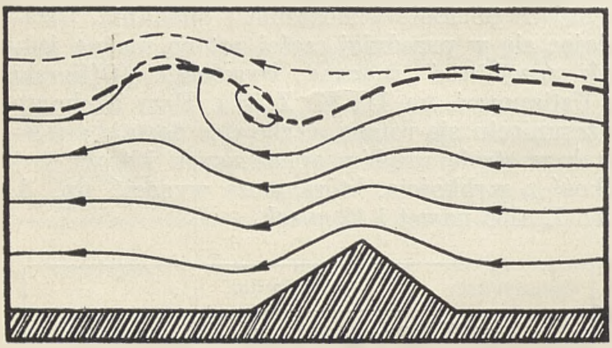
U pułapu rotorów występuje zwyczajnie warstwa inwersyjna, którą należy się starać przebić i wydostać w spokojne już ruchy falowe. Tu zaczynają się już stałe wznoszenia. Krótki wypad pod wiatr i z wiatrem zorientuje gdzie wznoszenia są największe. Ustawiając się następnie pod wiatr i niezmieniając położenia względem ziemi uzyskuje się nieprzerwane wznoszenia z szybkością do 3, 4, 5, 6, a nawet 8 *m/sek*. Jeśli istnieją chmury typu Moazagotl, to przejście przez nie jest spokojne. Na maksymalnej wysokości można utrzymać się dłuższy czas (1—2 godziny) czekając na ewentualne wzmocnienia falowania i uzyskania jeszcze większej wysokości.

Lecąc z wiatrem dostajemy periodyczne wznoszenia i opadania, wznoszenia są jednak nieznaczne, opadania duże. Tak np. w jednym z lotów z wiatrem, pilot przelatując przez stojące fale Riesengebirge, uzyskiwał na grzbietach fal po 100 *m* wysokości, tracił w dolinach fal po 400 *m* wysokości. W sumie, szybowiec w ciągu około 10 minut zeszedł z wysokości 1000 *m* do ziemi. Przy

locie pod wiatr, szybowiec znajduje się na ogół względem ziemi ciągle w jednym miejscu, ponieważ szybkość wiatru (60—80 *km/h*) dochodzi do szybkości własnej szybowca. Umieszczając się na wznoszącej części fali, dostajemy nieprzerwane wznoszenia, umieszczając się na duszącej części, stałe opadania.

Jak bronić się przed bardzo silnymi prądami opadającymi, w które dostaje się szybowiec, jeśli fale czy rotory zmieniają nieco swoje położenie, nie jest dostatecznie wyjaśnione. Należałoby oczywiście znowu odszukiwać pola wznoszące, ale doświadczenia polskich pilotów szybowcowych wykazują, że na większych wysokościach z reguły to się nie udaje. Barogramki niemieckie wykazują też jednostajne opadania z 5000 czy 6000 *m*, aż do ziemi, a można wątpić, czy odbywało się to z woli pilotów.

Odnośnie wykorzystywania osiągniętych wysokości to można powtórzyć rozważania G e o r g i i'e go: mając np. 7000 *m* wysokości i szybowiec



Ryc. 14.

Pogląd Externbrink'a na sposób tworzenia się fal stojących. Opływ wiatru przez przeszkodę górską oraz wolna fala grawitacyjna powstała wskutek impulsu przeszkody na inwersji (linia kreskowana), dają w sumie przedstawione na rycinie linie prądów. Na rycinie uwidoczniona jest pierwsza fala stojąca.

o kącie planowania 1:40 oraz lecąc z silnym wiatrem tylnym, może splanować na odległość około 300 *km*. Jeśli taki lot falowy miał miejsce wcześnie rano, to np. o godzinie 10 szybowiec znajduje się już o 300 *km* w głębi kraju nizinnego, gdzie może istnieć termika. Reszta dnia przy sprzyjających warunkach (szlaki cumulusowe) może dać 500 *km* lot termiczny. Kombinacja lotu falowego i termicznego w najkorzystniejszych warunkach dałaby więc w sumie przelot około 800 *km*. Zaznaczyć należy, że np. w Szwajcarii dokonywano lotów szybowcowych na ruchach falowych do wysokości 3500 *m* nocą. Także w Anglii na niewielkich wzgórzach Bradwell Edge, uzyskiwano nocą, zimową porą, ponad 2000 *m* wysokości. Tak więc lot falowy nocą jest możliwy, co w zasadzie umożliwia następne wyzyskiwanie termiki za dnia i to od pierwszych godzin pojawienia się termiki.

Ruchy falowe, trzeba będzie aż do czasu zanim personel latający nie zapozna się z ich strukturą, uważać za zjawisko groźne dla lotu.

Dla szybownictwa nie jest ono jedynym źródłem pozwalającym uzyskiwać tak znaczne wysokości. Jak bowiem wykazały zawody niemieckie w Rhön w r. 1938, równie duże *wysokości* można osiągnąć *w chmurach*. Świadczą o tym dwa poniższe zestawienia:

Trzy największe wysokości osiągnięte na zawodach w Rhön w r. 1938

Data	pilot	nad poziom morza	nad poziom startu	F. A. I., nad poziom startu
5. VIII	Drechsel .	8100 *m*	7070 *m*	6687 *m*
3. VIII	Fick . . .	6500 „	5550 „	—
5. VIII	Blech . .	6380 „	5400 „	—

Zawody w Rhön w r. 1938
Ilość wysokości między:

	3000—4000	4000—5000	5000—6000	6000—7000	7000—8000 *m*
25 VII	3	—	—	—	—
2. VIII	1	—	—	—	—
3. VIII	8	3	1	—	—
4. VIII	7	4	—	—	—
5. VIII	2	—	1	—	1

Uzyskiwanie wysokości w chmurach podczas termiki, musi być jednak połączone z bardzo długim lotem ślepym, a nad to zawody w Rhön wcale nie udowodniły, że istnieje możność wyzyskania tych wysokości do przelotu, czyli poprostu do zamiany wysokości na kilometry przelotowe. Czy warunki podczas istnienia ruchów falowych pozwolą na wyzyskiwanie wysokości, też na razie nie wiemy.

III. Teoria atmosferycznych ruchów falowych [13]).

W żadnym innym dziale meteorologii rozważania teoretyczne nie prowadzą do tak niepewnych wyników, jak w wypadku mechaniki atmosferycznych ruchów falowych. W teorii tych ruchów koniecznym jest bowiem przyjmowanie wielu warunków i założeń i traktowanie zagadnień w sposób uproszczony. Tymczasem w rzeczywistości mamy do czynienia z atmosferą „żywą", której własności są bardzo dalekie od własności zakładanych przez nas, różnych atmosfer idealnych. Wreszcie obserwacyj nad atmosferycznymi ruchami falowymi jest dotychczas bardzo niewiele, tak, że sprawdzanie wywodów teoretycznych za pomocą wyników pomiarów, względnie stawianie nowych teorii na podstawie rezultatów pomiarowych, jest co najmniej niepewne.

Ruchy falowe atmosfery można podzielić na dwie grupy: *fale elastyczne* i *fale grawitacyjne*. Praktyczne znaczenie dla lotnictwa, ze względu na znaczne prądy pionowe, mają tylko fale grawitacyjne. O falach elastycznych wspomnę tylko krótko.

„Atmosfera ziemi, jako skończona masa powietrza poddana oznaczonym warunkom grani-

---

[13]) V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron: Hydrodynamique physique, Tom II, str. 329—456, Paris 1934.
F. M. Exner: Dynamische Meteorologie, II Aufl. Wien 1925, str. 389—397.
A. Wegener u. K. Wegener: Vorlesungen über Physik der Atmosphäre. Leipzig 1935, str. 354—378.
B. Haurwitz: Zur Theorie der Wellenbewegungen in Luft und Wasser. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Univers. Leipzig, II Seria, V tom, 1 zeszyt (Leipzig 1931).

cznym, nastrojona jest na oznaczone drgania *wolne* (własne — przyp. autora); okresy tych drgań zależą tylko i jedynie od właściwości atmosfery, jej temperatury, a przede wszystkim od rozszerzenia atmosfery nadanego jej przez promień ziemi. Te wolne drgania atmosfery są znacznie zmodyfikowane przez obrót ziemi oraz przez tarcie, i mają rozstrzygające znaczenie dla sposobu pojawiania się i trwania *wymuszonych* drgań atmosfery. Jak długo w tworzeniu się drgań wymuszonych wpływ siły ciężkości, w stosunku do występujących przez rozprężanie i zgęszczanie sił elastycznych, jest nieznaczny, ma się do czynienia *z elastycznymi* drganiami atmosfery"[14]).

Tego rodzaju *własne* elastyczne drgania atmosfery, objawiają swój wpływ w przebiegu dziennym ciśnienia atmosferycznego (okresy 24, 12 i 8 godzin) (M. Margules, W. Trabert). A. Defant wykazał, że drgania te wywołują okresowość pogody, w odstępach czasowych mających do siebie jak $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \frac{1}{4}$ itd. Odstępy czasowe wahają się tu od 4 do 34 dni. Drgania te nie mają bezpośredniego wpływu na warunki lotne i dlatego nie bierzemy ich pod uwagę.

„Oprócz drgań elastycznych, możliwe są też w atmosferze drgania podległe zewnętrznemu (ziemskiemu — przyp. autora) polu ciężkości, przy których działania wewnętrznych sił elastycznych, są w przeciwieństwie do wpływu ciężkości znikome"[15]). Tym rodzajem drgań zajmiemy się bliżej.

Fale grawitacyjne.

Fale grawitacyjne są falami powstającymi na granicy dwu ośrodków o różnej gęstości. Energię swą czerpią z ziemskiego pola ciężkości. Tworzenie się tych fal jest wynikiem wzajemnego tarcia dwu warstw na powierzchni stykowej. Wskutek tarcia, cząstki zostają wyprowadzone z równowagi, ale pod wpływem ciężkości starają się wrócić tam z powrotem. W ten sposób powstają drgania cząstek (w górę i w dół) dookoła położenia równowagi. Jeśli z biegiem czasu tarcie nieustaje, drgania zachowują się, jeśli ustaje, drgania zostają stłumione i nikną.

Wiatr wiejący nad powierzchnią morza wzbudza tego rodzaju grawitacyjne fale wodne. Zupełnie tak samo, na granicy dwu warstw powietrznych o różnej temperaturze i poruszających się z różnymi szybkościami, powstaja fale powietrzne (tak zwane *fale Helmholtz'a*)[16]). Atmosfera musi być przy tym uwarstwowana w sposób identyczny jak w wypadku fal wodnych: wyżej musi leżeć warstwa cieplejsza (lżejsza), dołem warstwa zimniejsza (cięższa).

Zależnie od przyczyny, która wyprowadza cząstki powierzchni stykowej z położenia równowagi, atmosferyczne fale grawitacyjne dzielą się na *wolne* i *wymuszone*. W atmosferze nad płaskimi terenami powstają wyżej opisane fale wolne (ryc. 1 *a*), których bezpośrednią przyczyną jest różnica w szybkościach wiatru warstwy górnej i dolnej. Jeśli szybkość wiatru w obu warstwach jest równa, bezpośrednią przyczyną zaistnienia fal grawitacyjnych może być zapora terenowa (ryc. 1 *b*) lub rezonans terenowy. Są to fale wymuszone. Odmianą fal wymuszonych są fale odbicia (ryc. 1 *c*).

Kształt jaki przybierają grawitacyjne fale powietrzne, nie jest do dziś dnia dobrze znany. Stąd pochodzi trudność teoretycznego badania zagadnienia, gdyż przyjmując w takim badaniu rozmaite kształty fal, otrzymujemy rozmaite amplitudy, długości, szybkości przemieszczania się itd. Wien[17]) przeprowadził tego rodzaju analizę dla trzech różnych kształtów fal. Okazało się, że we wszystkich 3 wypadkach, jeśli tylko amplituda jest w stosunku do długości fali bardzo mała (w szczególności gdy $A \leqq \frac{\lambda}{6}$) to kształt fal zbliża się do sinusoidy. W takim wypadku zakładamy dla fal kształt sinusoidy i badanie streszcza się do przekształceń funkcyj trygonometrycznych. Jest to jednak dalekie od rzeczywistości, gdyż nawet jeśli amplituda jest względnie mała, to często mamy do czynienia w atmosferze ze zjawiskami analogicznymi jak na morzu, a więc: niesymetryczność grzbietów, tworzenie się grzyw na grzbietach, przerzuty grzbietów itd.

Fale krótkie (Wegener'a) i fale długie (zasadnicze).

Fale grawitacyjne występujące w atmosferze dzieli się na tzw. fale krótkie i fale długie. Do fal krótkich zaliczamy fale o długości mniejszej niż 2 *km*. Okres ich nie przenosi 5 minut. Przyjmuje się, że nie posiadają one własnej szybkości przenoszenia czyli, że dla obserwatora z ziemi, szybkość przenoszenia się całego systemu falowego jest równa średniej z szybkości wiatrów wiejących pod i nad powierzchnią nieciągłości (inwersji). A. Wegener wykazał jeszcze w r. 1906, że fale te wytwarzają charakterystyczne chmury falowe, a nieliczne pomiary tych chmur wykazały, że długość fal krótkich mieści się między 50 a 2040 *m*, najczęściej około 450 *m*. Na większych wysokościach występują przy tym fale nieco dłuższe, niżej fale krótsze.

Drugą odmianą fal grawitacyjnych są fale płaskie, w których amplituda jest mała w stosunku do długości fal (rzędu $\frac{1}{10} - \frac{1}{20}$ długości fali). Są to fale *długie*, inaczej tzw. *zasadnicze* („Grundwellen"). Zakładamy, że posiadają one kształt sinusoidy.

---

[14]) A. Defant: Schwingungen einer zweifach geschichteten Atmosphäre und ihr Verhältnis zu den Wellen im Luftmeer. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. XII (1925), str. 112.

[15]) A. Defant: l. c. 14.

[16]) H. v. Helmholtz: Über atmosphärische Bewegungen. Sitz.-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin, 1888 (I), str. 646.

H. v. Helmholtz: Über atmosphärische Bewegungen. II. Zur Theorie von Wind und Wellen. Sitz.-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin, 1889 (II), str. 761.

H. v. Helmholtz: Die Energie der Wogen und des Windes. Sitz.-Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Berlin, 1890 (II), str. 853.

[17]) W. Wien: l. c. 8.

W przeciwieństwie do fal krótkich, przyspieszenia pionowe w falach długich są znikome w stosunku do przyspieszeń poziomych. Stąd pochodzi duża szybkość własna przenoszenia się. Mimo to, wartości przyspieszeń pionowych w falach długich są takiego rzędu, że musi się je w locie tak szybowcowym, jak i motorowym, poważnie uwzględniać. Nad to, we falach długich wzdłuż każdej pionowej panują takie same przesunięcia pionowe, oraz równowaga statyczna.

F. M. Exner wprowadza inną nomenklaturę, a mianowicie oznacza fale krótkie jako *stojące*, a fale długie jako *postępowe*. Fale postępowe (= długie) poruszają się z kierunkiem ośrodka górnego (jeśli dolny uważamy za nieruchomy). Ze zwiększającym się skokiem wiatru, wzrasta amplituda tych fal. Okres fal w niższym i wyższym ośrodku jest taki sam. W falach stojących (= krótkich), ze zwiększającym się skokiem wiatru, wzrasta długość fal, a amplituda pozostaje stałą.

Pod względem aspektu zewnętrznego, fale postępowe różnią się tym od stojących, że w pierwszych obserwujemy przenoszenie się grzbietów i dolin fal, w drugich nie. Tak np. falą stojącą jest wybrzuszenie wody powstające wówczas, gdy na dnie płytkiego strumienia leży kamień.

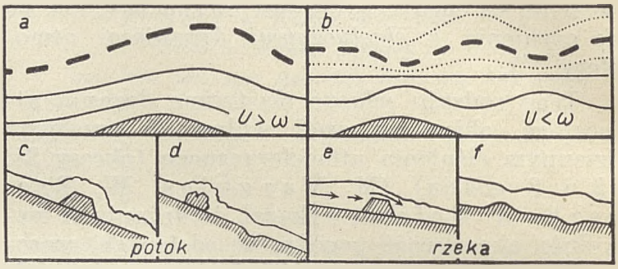
O tym, czy atmosferyczna fala grawitacyjna jest stojącą czy też postępową, decyduje stosunek szybkości przenoszenia się fali do szybkości wiatru. Dla nieruchomego obserwatora pozostającego na powierzchni ziemi, fala jest stojącą wtedy, gdy szybkość przenoszenia się fali jest równa szybkości wiatru. Linie prądów, jakie wtedy obserwujemy, niezmieniają swego położenia i pozostają ciągle w tym samym miejscu, przenosi się tylko cały system fal z szybkością równą szybkości wiatru. Jeśli szybkość wiatru jest mniejsza lub większa od szybkości przenoszenia się fali, obserwujemy zmiany położenia grzbietów i dolin fal, względem przesuwania się całego systemu.

Podział fal wewnętrznej powierzchni nieciągłości na tzw. fale zewnętrzne i wewnętrzne.

Teoretyczne traktowanie ruchów falowych wymaga założeń co do stanu dolnej i górnej granicy dwu warstw, które rozważamy. Założeń tych może być bardzo wiele, ale warunkom rzeczywistej atmosfery odpowiada najbardziej następujące: istnieją dwa nieściśliwe ośrodki o różnej gęstości, oddzielone od siebie *wewnętrzną powierzchnią nieciągłości,* przy czym wyższa granica ośrodka górnego jest powierzchnią *wolną*. Na szybkość przenoszenia się fal w ośrodku niższym, dostajemy wtedy jednoznaczne wyrażenie. Ale na szybkość przenoszenia się fal na wewnętrznej powierzchni nieciągłości, w ośrodku wyższym i na wolnej (górnej) powierzchni tego środka, otrzymujemy wyrażenie dwuznaczne. Wyrażenie to wskazuje, że w ośrodku wyższym mogą zaistnieć dwa rodzaje fal.

Pierwszym rodzajem tych fal są tzw. *fale zewnętrzne.*

W falach tych, nieciągłość gęstości na wewnętrznej powierzchni nieciągłości powoduje tylko lekkie zmniejszenie szybkości przenoszenia się fal. Wolna powierzchnia oscyluje z tą samą fazą co wewnętrzna powierzchnia nieciągłości, ale z większą amplitudą. Możemy powiedzieć, że w falach zewnętrznych oscyluje przede wszystkim górna powierzchnia ośrodka wyższego czyli, że fale zewnętrzne są oscylacjami rosnącymi z wysokością. Szybkość przenoszenia się tych fal jest zależna głównie od właściwości fizycznych dolnej i górnej granicy, a nie od właściwości wewnętrznej powierzchni nieciągłości (ryc. 15 *a*).



Ryc. 15.

a = linie prądów fali zewnętrznej, b = fali wewnętrznej, c, d = przykład fal zewnętrznych (fale potoku), e, f = = przykład fal wewnętrznych (fale rzeki).

W *falach wewnętrznych* (ryc. 15 *b*) wewnątrz warstwy wyższej, blisko górnej powierzchni, pojawia się powierzchnia pozioma, na której nie ma ruchów pionowych. Znaczy to, że górna powierzchnia warstwy wyższej oscyluje z fazą przeciwną aniżeli wewnętrzna powierzchnia nieciągłości, ale z amplitudą mniejszą. Fale wewnętrzne są więc oscylacjami zanikającymi z wysokością. Szybkość ich przenoszenia się zależy głównie od właściwości fizycznych wewnętrznej powierzchni nieciągłości.

Górna granica ośrodka wyższego nie musi tu być koniecznie powierzchnią wolną, a gęstość ośrodka nie musi być na wszystkich wysokościach ta sama. Jeśli gęstość warstwy wyższej spada z wysokością do zera, to górna powierzchnia nie istnieje i nie ma także górnej granicy, która by mogła oscylować. Oscylacje wewnętrznej powierzchni nieciągłości przenoszą się wtedy też z wysokością. Parametry górnej powierzchni wynoszą tu zero, tak że falowania takie są zależne tylko od właściwości wewnętrznej powierzchni nieciągłości, oraz właściwości dolnej granicy ośrodka niższego. Jest to wypadek najbardziej zbliżony do rzeczywistych warunków atmosferycznych.

Wzór na szybkość przenoszenia się fal zewnętrznych, jest podobny do wzoru na szybkość fal *wolnej* powierzchni jednolitych ośrodków średnio głębokich. Wzór dla fal wewnętrznych, jest natomiast podobny do relacji dla ruchów falowych dwu płynów zamkniętych dwoma *stałymi* powierzchniami.

Aspektem fal zewnętrznych są fale rwącego potoka, fal wewnętrznych — falowania wewnątrz i na powierzchni rzeki. Przyjmijmy przez analogię, że dolnym (nieruchomym) ośrodkiem jest grunt, powierzchnią nieciągłości — dno potoku czy rzeki, górną powierzchnią graniczną — wolna

powierzchnia wody. Wiadomym jest [18]), że potok jest to taki bieg wody, w którym *średnia* szybkość prądu jest większa od szybkości zaburzeń falowych jakie się na wodzie tworzą ($U > \omega$, gdzie $\omega = \sqrt{g D}$, $D =$ głębokość wody, $g =$ przyspieszenie ziemskie). Zaburzenie falowe nie może wtedy przenieść się w górę biegu. Tama na potoku (ryc. 15 *c*) nie spiętrzy nigdy wody w górze biegu, a daje tylko miejscowy, burzliwy opływ w kształcie stojącej fali. Nad wypukłościami dna (ryc. 15 *d*) tworzą się na wolnej powierzchni potoku wybrzuszenia wody, nad wklęśnięciami — zagłębienia wody.

Inaczej jest w wypadku głębokiej a wolno płynącej rzeki. *Średnia* szybkość prądu jest wtedy mniejsza od szybkości przenoszenia się zaburzeń ($U < \omega$) i stąd zaburzenia przenoszą się w górę biegu wody. Tama na rzece powoduje zawsze spiętrzenie wody (ryc. 15 *e*), ale nad tamą powstaje wklęśnięcie, poniżej tamy zanikający ruch burzliwy. Wypukłości i wklęśnięcia na dnie rzeki są w swojej bliskości opływane normalnie, na pewnej odległości od powierzchni wody opływ zanika, a na powierzchni wody tworzą się fale przeciwne (ryc. 15 *f*). Jest to ogólnie znany fakt, że w rzece nad kamieniami obserwujemy wklęśnięcia wody, nad zagłębieniami, podniesienia wody.

Zupełnie analogicznie zachowują się falowania atmosferyczne. Dla obserwatora z ziemi, zapora górska wymusza nad sobą falowania, których linie prądów są albo takie jak na ryc. 15 *a*, albo jak na ryc. 15 *b*, zależnie od tego czy szybkość fal jest mniejsza, względnie większa od szybkości wiatru.

Oznaczenia.

długość fali: $\lambda = \frac{2\pi}{m}$, $\left(m = \frac{2\pi}{\lambda} = \text{liczba falowa}\right)$,

okres fali: $\tau = \frac{2\pi}{n}$, $\left(n = \frac{2\pi}{\tau} = \text{frekwencja czyli częstość drgań}\right)$,

szybkość przenoszenia się fali: $\omega = \frac{\lambda}{\tau} = \frac{n}{m}$,

ϱ_1, T_1, U_1, $D_1 =$ gęstość, temperatura bezwzgl., szybkość unoszenia (wiatr) i grubość *warstwy górnej*,

ϱ_2, T_2, U_2, $D_2 =$ t. s. dla *warstwy dolnej*.

[18]) M. P. Rudzki: Fizyka ziemi. Kraków 1909. Str. 439—440.

Fale swobodnej powierzchni w ośrodkach pozostających w spoczynku.

A. Ośrodek nieściśliwy.

Wzory (1) do (3) podają szybkości przenoszenia się *fal* grawitacyjnych na *wolnej powierzchni* jednolitego ośrodka o rozmaitej głębokości, czyli szybkości przenoszenia się tzw. *fal powierzchniowych* [19]). Za ośrodek ten przyjmijmy np. wodę. Gęstość wyższego ośrodka tzn. powietrza, zakładamy tu zero. Powierzchniowa warstwa wody, w której występują falowania, może być przy tym w bezruchu, albo może posiadać poziomą jednolitą translację (prądy morskie). W tym drugim wypadku do szybkości ω, trzeba dodać szybkości prostolinijnego przesuwania się wody U.

(1) Fale powierzchniowe wód bardzo głębokich:

$$\omega = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad \text{(Stokes).}$$

(2) Fale powierzchniowe wód płytkich (o głębokości D):

$$\omega = \sqrt{g D} \quad \text{(Lagrange).}$$

(3) Fale powierzchniowe wód średniogłębokich (o głębokości D):

$$\omega = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}\, tgh \frac{2\pi D}{\lambda}} \quad \text{(Laplace),}$$

gdzie ***tgh = tg hyperbolicus***.

TABL. I.

Szybkości przenoszenia się zewnętrznych fal grawitacyjnych, według Bjerknesa.

λ_m / D_m	0	1	10	100	500	1000	5000	10000	100000	1000000	∞ (Lagrange)
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3
10	0	1	4	9	10	10	10	10	10	10	10
100	0	1	4	12	26	29	31	31	31	31	31
1000	0	1	4	12	28	39	81	93	99	99	99
10000	0	1	4	12	28	39	88	125	295	313	313
∞ (Stokes)	0	1	4	12	28	39	88	125	394	1250	∞

Tablica dotyczy wzoru (1), (2), (3), a mianowicie najniższy rząd poziomy dotyczy wzoru (1), a ostatnia kolumna pionowa na prawo, dotyczy wzoru (2). Inne wartości tabl. I, dotyczą wzoru (3).

B. Ośrodek ściśliwy.

Za ośrodek ten przyjmujemy powietrze, o adiabatycznym spadku temperatury ($1^0/100\,m$).

(4) Szybkość przenoszenia się fal na wolnej powierzchni: $\omega = \sqrt{\frac{p_0 - p}{\varrho_0}}$ (p_0, $\varrho_0 =$ ciśnienie i gęstość na dnie; $p =$ ciśnienie na górnej granicy).

Dla warunków rzeczywistej atmosfery mamy $p = o$, tzn. brak górnej wolnej powierzchni. — Otrzymujemy wtedy:

(5) Szybkość przenoszenia się głosu w atmosferze adiabatycznej:

$$\omega = \sqrt{\frac{p_0}{\varrho_0}} \quad \text{(Newton).}$$

[19]) Ani w tym, ani w następnych rozdziałach nie podaję obliczeń prowadzących do wzorów na ω Obliczenia te są proste i można je znaleźć w podręcznikach np.: R. W. Pohl: Einführung in die Mechanik und Akustik, II Aufl., str. 168. Berlin 1931.

Fale na wewnętrznych powierzchniach nieciągłości w ośrodkach pozostających w spoczynku.

A. Ośrodek nieściśliwy.

Jeśli dwie warstwy mają grubość nieskończoną, (lub przynajmniej wystarczająco dużą), na wewnętrznej powierzchni nieciągłości powstają fale, których szybkość przenoszenia się wynosi:

(6)Fale ośrodków głębokich:

$$\omega=\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}\cdot\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2+\varrho_1}}.$$

Okresy oscylacyj w obu warstwach tworzących fale typu (6) są takie same i wynoszą:

$$\tau=\sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}\cdot\frac{\varrho_2+\varrho_1}{\varrho_2-\varrho_1}}. \tag{7}$$

Wzór (6) odpowiadałby jeszcze najlepiej warunkom atmosferycznym, gdyby nie to, że odnosi się on do płynów nieściśliwych. L a m b wykazał, że wzór ten może być stosowany do warunków atmosferycznych tylko wtedy, jeśli okres falowań atmosferycznych jest mniejszy od 3 minut. Znaczy to, że wzór (6) odnosi się tylko do krótkich fal grawitacyjnych tj. do fal typu W e g e n e r' a, których okres drgań nie przenosi 3 minut.

TABL. II.

Okresy (τ) i długości (λ), fal grawitacyjnych na wewnętrznej powierzchni nieciągłości, według Lamb'a.

τ sekund	λ metrów	
	gazy (ściśliwe)	ciecze (nieściśliwe)
21·2	7·0	7·0
65·9	69·2	67·8
180·0	597·0	505·9
301·0	3160·0	1414·6

Tablica dotyczy wzoru (6) i (10).

Jeśli teraz założymy, że warstwa dolna jest płytka a górna ma grubość nieskończoną, dostajemy:

(8) Fale na styku dolnego ośrodka płytkiego i górnego głębokiego:

$$\omega=\sqrt{g\,\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2}\,D}$$ (D = grubość warstwy dolnej)

Wartości liczbowe dla wzoru (8) podaje tabl. III-ia.

TABL. .III.

Szybkości przenoszenia się fal grawitacyjnych wewnętrznych (m *sek*), według Bjerknesa.

D metrów	$\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2}=\frac{T_1-T_2}{T_1}=1-\frac{T_2}{T_1}$									
	0·001	0·002	0·005	0·01	0·02	0·05	0 1	0·2	0·5	(Lagrange) 1
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	0	0	1	1	1	2	3
10	0	0	1	1	1	2	3	5	7	10
100	1	1	2	3	4	7	10	14	22	31
1000	3	4	7	10	14	22	31	45	70	99
10000	10	14	22	31	45	70	99	142	221	313

Tablica dotyczy wzoru (8). Ostatnia kolumna na prawo dotyczy warunków, w których gęstość ośrodka wyższego jest zero ($\varrho_1=0$).

W ostatniej kolumnie na prawo mamy w tabl. III-ciej wypadek, w którym gęstość warstwy wyższej wynosi zero ($\varrho_1=0$). Wtedy wzór (8) redukuje się do wzoru (2) czyli wzoru L a g r a n g e'a. Znaczy to, że fala wewnętrzna typu (8), zmienia się na powierzchniową typu (2). Stąd też i ostatnia na prawo kolumna tabl. III, ma te same wartości co ostatnia kolumna tabl. I.

Jeśli teraz założymy, że obie warstwy mają grubość skończoną i są względnie płytkie, otrzymujemy:

(9) Fale ośrodków płytkich:

$$\omega=\sqrt{g\,\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_2}\cdot\frac{D_1\cdot D_2}{D_1+D_2}}.$$

B. Ośrodek ściśliwy.

Za ośrodek ten przyjmujemy — jak poprzednio — powietrze o adiabatycznym spadku temperatury i ciągłym spadku ciśnienia. Niech ciśnienie na dnie warstwy dolnej wynosi P_0, na wewnętrznej powierzchni nieciągłości P_1, na górnej granicy warstwy wyższej P_2.

Przy założeniu, że obie warstwy mają grubość skończoną i są względnie płytkie, otrzymujemy:

(10) Fale ośrodków ściśliwych:

$$\omega=\sqrt{\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_1\,\varrho_2}\cdot\frac{(P_0-P_1)(P_1-P_2)}{(P_0-P_2)}}.$$

Wzór ten stosuje się stosunkowo dobrze do warunków atmosferycznych, ale niestety zakłada nierealnie, że tak w górnej jak i w dolnej warstwie spadek temperatury wynosi $1^{\circ}/100\,m$.

Wzór (10) tak jak i wzory od (1) do (9) dotyczą atmosfery nieruchomej, albo co na jedno wychodzi, takiej powierzchni nieciągłości, nad którą i pod którą szybkości wiatru są te same. Przyjmijmy teraz, że szybkość wiatru w warstwie wyższej, U_1, jest większa od szybkości wiatru U_2 w warstwie niższej ($U_1>U_2$). Różnica szybkości wynosi ΔU. Wzór (10) rozwija się wtedy w następujące wyrażenie:

$$\omega=\frac{(P_1-P_2)\,U_1+(P_0-P_1)\,U_2}{P_0-P_2}\pm \tag{11}$$

$$\pm\sqrt{\frac{(P_0-P_1)(P_1-P_2)}{(P_0-P_2)}\left\{\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_1\,\varrho_2}-\frac{(U_1-U_2)^2}{P_0-P_2}\right\}}.$$

Załóżmy dla wzoru (11) atmosferę rzeczywistą, tzn. $P_2=0$, $P_0=1000$ milibarów, oraz zastąpmy gęstości temperaturą bezwzględną, to otrzymamy:

$$\omega=U_2+\frac{1000-P_1}{1000}\,\Delta U\pm \tag{12}$$

$$\pm\sqrt{\frac{(1000-P_1)\,P_1}{100}\left\{\frac{R\,(T_1-T_2)}{P_1}-\frac{(\Delta U)^2}{1000}\right\}}.$$

Obliczając ω jako funkcję $\Delta T^{0}=T_1-T_2$, i jako funkcję P_1, oraz przyjmując dla parametru ΔU wartości *0*, lub *10*, lub *20 m/sek* dostaniemy wartości tabl. IV.

TABŁ. IV.

Szybkości przenoszenia się długich fal grawitacyjnych wewnętrznych (*m/sek*), według Bjerknesa.

ΔT^0	0·2	0·4	0·6	0·8	1	2	4	6	8	10	$\frac{1000-P_1}{1000}\Delta U$
$\Delta U = 0$ *m/sek*											
P_1 *mb*											
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
200	7	10	12	14	15	21	30	37	43	48	0
800	3	5	6	7	8	11	15	18	21	24	0
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\Delta U = 10$ *m/sek*											
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10
200	6	9	11	13	15	21	30	37	43	48	8
800		3	4	6	6	10	15	18	21	24	2
1000		0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\Delta U = 20$ *m/sek*											
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	20
200		5	9	11	13	20	29	36	42	47	16
800						7	13	17	20	23	4
1000						0	0	0	0	0	0

Tablica dotyczy wzoru (11). Szybkości obliczone są dla inwersyj na powierzchni ziemi (1000 *mb*), na wysokości ca 2 *km* (800 *mb*), na granicy stratosfery (200 *mb* = ca 12 *km*) i na górnej granicy atmosfery (0 *mb*).

Oznaczenia tej tablicy są następujące: $\Delta U = U_1 - U_2$ = wartość skoku szybkości wiatru,

ΔT^0 = skok inwersji,

P_1 = ciśnienie na poziomie warstwy inwersyjnej,

$\frac{1000 - P_1}{1000}\Delta U$ = szybkość konwekcyjna fali względem ośrodka niższego.

Bezwzględną szybkość przenoszenia się fal otrzymujemy, dodając (geometrycznie) do wartości z tablicy, odpowiednią wartość ostatniej kolumny oraz wartość U_2 (szybkość wiatru w niższym ośrodku).

Fale w ośrodkach będących w ruchu.

Przy rozważaniu grawitacyjnych ruchów falowych musimy uwzględnić pierwotny stan kinetyczny atmosfery, tj. stan, w jakim się znajduje atmosfera przed rozpoczęciem zjawiska falowania.

Jeżeli pierwotny stan równowagi grawitacyjnej odnosi się do atmosfery będącej w bezruchu (cisza), to zagadnienie falowania upraszcza się. Obserwując wtedy objawy ruchów falowych z powierzchni ziemi, notujemy własne, rzeczywiste okresy fal, długości fal itd. Wzory od (1) do (10) odnoszą się właśnie do takiego stanu, tzn. że pierwotnym stanem równowagi grawitacyjnej jest cisza. W stanie takim nie ma wiatru, niema więc różnicy szybkości wiatru, czyli nie ma powodu powstawania fal, to też wzory od (1) do (10) mają wtedy tylko znaczenie formalne.

Jeżeli pierwotny stan atmosfery odnosi się do ruchu poziomego, w którym szybkości są na wszystkich wysokościach te same (jednolita translacja prostolinijna), to zagadnienie jest też dość proste. Wzory (1)—(10) pozostają a do szybkości przenoszenia się trzeba dodać tylko szybkośc wiatru (szybkość unoszenia).

Jeżeli teraz pierwotny stan równowagi grawitacyjnej odnosi się do atmosfery będącej w prostolinijnym ruchu pionowym, ale posiadającym na rozmaitych wysokościach różne szybkości, to zagadnienie komplikuje się. Falowanie grawitacyjne nakłada się wtedy na ruchy prostolinijne w sposób skomplikowany, i mierząc z ziemi elementy falowania, trzeba z tych pomiarów wyłączać następnie wpływ translacji poziomej. Do takiego właśnie stanu odnoszą się wzory: 11, 12 i 15, zbliżając się najbardziej do rzeczywistych warunków atmosfery.

W atmosferze rzeczywistej, najogólniejszym jest wypadek, w którym atmosfera przed rozpoczęciem falowania posiada poziomą i prostolinijną translację. Szybkość tej translacji jest na ogół na różnych wysokościach inna. Jeśli istnieją przy tym w atmosferze warstwy o różnej gęstości, oddzielone od siebie powierzchniami nieciągłości, to na skutek różnicy szybkości wiatrów powstają fale grawitacyjne. Fale te nakładają się na pierwotny stan atmosfery, tzn. na prostolinijną, poziomą translację.

Dwu obserwatorów, jeden nieruchomy drugi poruszający się z szybkością wiatru, zanotują wtedy różne szybkości przesuwania się zaburzenia falowego. Różnica ta wynosi U. Obserwator nieruchomy zanotuje szybkość absolutną przemieszczania się fal (ω_a), obserwator uczestniczący w ruchu poziomym zanotuje szybkość względną (ω_r).

Dostaniemy: $\omega_a = U + \omega_r$, gdzie:

ω_a = bezwzględna szybkość przenoszenia się ruchu falowego,

ω_r = względna szybkość przenoszenia się ruchu falowego, czyli szybkość fal względem zasadniczego, niesfalowanego ruchu prostolinijnego.

U i ω_r mają jeszcze inną definicję. Mianowicie:

ω_r = wyraz dynamiczny szybkości bezwzględnej fali czyli *szybkość dynamiczna*,

U = wyraz konwekcyjny szybkości bezwzględnej fali, czyli *szybkość konwekcyjna* (szybkość unoszenia).

Wyraz U jest niczym innym, jak średnią arytmetyczną szybkości absolutnej dwu fal, które poruszają się z takimi samymi szybkościami względnymi, ale w przeciwnym kierunku. Czyli:

$$\omega_a' = U' + \omega_r$$

$$\omega_a'' = U'' - \omega_r$$

$$\frac{\omega_a' + \omega_a''}{2} = \frac{U' + U''}{2} = U.$$

Jeśliby dwie warstwy rozdzielone powierzchnią nieciągłości miały jednakową gęstość, to U byłoby średnią (geometryczną) z szybkości wiatru górnego i dolnego. Różnica gęstości dwu

warstw wpływa jednak, choć w małym stopniu, na to, że wyraz ten nie jest średnią z szybkości wiatru górnego i dolnego. Mianowicie na wartość U wpływają szybkości wiatru górnego i dolnego proporcjonalnie do gęstości warstw, w których wieją.

Fale czysto inercyjne.

Przy rozważaniu fal grawitacyjnych zaniedbywaliśmy dotychczas wpływ bezwładności mas powietrznych wprowadzonych w ruch falowy.

Tymczasem powietrze wprawione na powierzchni nieciągłości wiatrowej w ruch falowy, będzie się starało na skutek bezwładności zachować swój ruch. Powstanie ruch falowy inercyjny, a energię do podtrzymania tego ruchu czerpie powietrze z tzw. wiru tarciowego, czyli wiru powierzchniowego tzn. wiru powstającego ze zwirowań na styku dwu warstw o różnej szybkości. Jeśli szybkości obu warstw są takie same, wir tarciowy znika i fala inercyjna też. Przyjmijmy, że nie ma zupełnie wpływu ciężkości ($g = 0$) i że na styku dwu warstw nieściśliwych, których grubość jest nieskończona, powstaje czysto inercyjna fala wewnętrzna. Dostaniemy:

$$(13) \quad \omega = \frac{\varrho_1 U_1 + \varrho_2 U_2}{\varrho_1 + \varrho_2} \pm \sqrt{-\varrho_2 \varrho_1 \left(\frac{U_1 - U_2}{\varrho_2 + \varrho_1}\right)^2}.$$

Wyraz pod pierwiastkiem jest zawsze ujemny, tak, że szybkość dynamiczna tych fal jest zawsze urojoną. Zamiast rozwijania funkcyj trygonometrycznych, można jednak wtedy znaleźć całkę [20]) ze względu na czas. Całka ta wskazuje, że w takim wypadku istnieje zaburzenie falowe rosnące wykładniczo z biegiem czasu, czyli falowanie niestateczne. Fala typu (13) ma wtedy szybkość przenoszenia się równą szybkości konwekcyjnej wzoru (13), a amplituda i okres takiej fali rosną z biegiem czasu.

Stan równowagi fal inercyjnych jest więc zawsze chwiejny. Znaczy to, że gdy zajdzie impuls wzbudzający do ruchu falowego, dostajemy *niestateczność dynamiczną*. Fale czysto inercyjne są więc zawsze niestateczne dynamicznie. Celem odróżnienia niestateczności dynamicznej, od tzw. niestateczności statycznej powtórzmy wzór (6):

$$(14) \quad \omega = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1}}.$$

Jeśli w tym wypadku stan pionowej równowagi jest tego rodzaju, że warstwa górna jest cięższa ($\varrho_1 > \varrho_2$), to z chwilą rozpoczęcia się ruchu falowego powstaje fala *niestateczna statycznie*. Amplitudy i okresy tej fali rosną również z biegiem czasu.

Fale o energii grawitacyjno-kinetycznej.

Kombinacja fali grawitacyjnej z inercyjną (tzn. wzoru 13 i 14), daje falę, której właściwości będą najbardziej zbliżone do falowań obserwowanych w „żywej“ atmosferze.

Zakładając dwa ośrodki nieściśliwe o nieskończonej grubości, poruszające się z różnymi szybkościami, dostajemy na powierzchni stykowej falę wewnętrzną następującego typu:

$$(15) \quad \omega = \frac{\varrho_1 U_1 + \varrho_2 U_2}{\varrho_1 + \varrho_2} \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1} - \varrho_2 \varrho_1 \left(\frac{U_1 - U_2}{\varrho_2 + \varrho_1}\right)^2},$$

gdzie zawsze $U_1 > U_2$.

Jak długo różnica pod pierwiastkiem jest dodatnia, fala jest dynamicznie stateczną. Pierwszy wyraz pod pierwiastkiem, czyli tzw. wyraz grawitacyjny, jest tu zwyczajnie pozytywny, bo w atmosferze mamy prawie bez wyjątku warstwy wyższe lżejsze, nad niższymi cięższymi ($\varrho_2 > \varrho_1$). Od razu jednak zauważamy, że drugi wyraz pod pierwiastkiem, czyli wyraz inercyjny sprawia to, że fala typu (15) ma tendencję stać się falą dynamicznie niestateczną. Wyraz ten ma znak minus i gdy przekroczy wartość wyrazu grawitacyjnego, pierwiastkowanie daje liczbę urojoną. Fala staje się wtedy dynamicznie niestateczną.

Fale typu (15) są stateczne względnie niestateczne, zależnie od wartości skoku wiatru (ΔU), długości fali (λ) i skoku inwersyjnego ($\Delta \varrho$). Wyraz pod pierwiastkiem wzoru (15) jest ujemny, gdy skok wiatru jest duży, lub gdy długości fal są duże. Widzimy więc, że z malejącą długością fal i z rosnącym skokiem wiatru, fale stają się niestateczne.

Ze wzoru (15) można łatwo obliczyć, że na poziomie 800 *mb* (2000 *m*) jeśli fala ma długość 2 *km*, a inwersja wartość 1^0, to niestateczność zaczyna się od skoku wiatru wynoszącego 5 *m/sek* ($\Delta U \geq 5$ *m/sek*). Dla analogicznej inwersji 1^0, ale dla $\lambda = 8$ *km*, niestateczność zaczyna się od $\Delta U \geq 10$ *m/sek*. Dla fal długich i o słabej inwersji pozostaje ten sam rząd wartości. Np. dla $\lambda = 10$ *km* i dla $\Delta T^0 = 0^0 1$, niestateczność zaczyna się od $\Delta U \geq 5$ *m/sek*.

Fale typu wzoru (15), mają więc następujące właściwości:

1. Jeśli długość fali i gęstość obu ośrodków nie zmieniają się, to przy mniejszym skoku wiatru fale są stateczne, przy większym niestateczne.

2. Jeśli skok wiatru i skok gęstości są niezmienne, to stateczne są fale długie, niestateczne krótkie.

Znaczenie fal niestatecznych.

Najważniejsze właściwości fal niestatecznych są następujące:

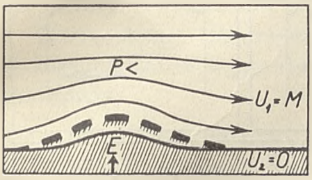
1. Poruszają się one z szybkością równą szybkości wiatru, czyli dla obserwatora z ziemi są to fale stojące.

2. Amplituda i długość tych fal rosną z biegiem czasu.

Przy wzorze (15) omówiliśmy już powstawanie fal niestatecznych gdy $U_1 > U_2$. Pozostał jeszcze wypadek, bardzo częsty w atmosferze, gdy $U_1 = U_2$. W wolnej atmosferze nie ma wtedy powodu do falowania, a wzór (15) redukuje się do czysto formalnego wzoru (14), nie mającego rzeczywistego znaczenia.

[20]) Bjerknes etc.: l. c. 13, str. 408—415.

Inaczej jednak jest, gdy inwersja znajduje się w obrębie wpływu dynamicznego zapory górskiej. Niech na ryc. 16, w dolnym ośrodku nieruchomym powstanie na skutek jakiegokolwiek chwi-

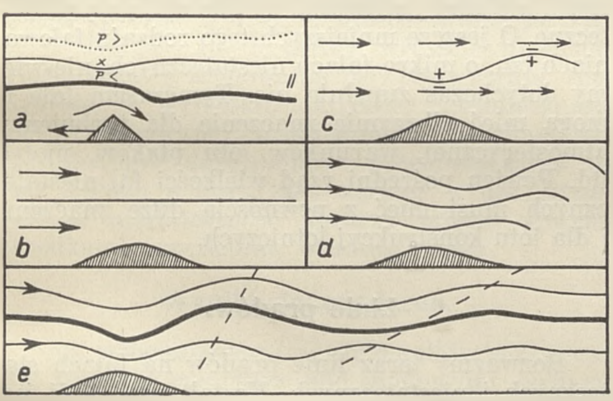


Ryc. 16.

Niestateczna powierzchnia nieciągłości z wypiętrzeniem E, które stale rośnie i jest impulsem do powstania falowań.

lowego impulsu, małe wypiętrzenie E. Impuls znika, ale wypiętrzenie nie. Zgęszczenie linij prądów w ośrodku wyższym daje nad E podciśnienie, następuje ssanie, i wypiętrzenie powierzchni nieciągłości z biegiem czasu coraz silniej rośnie. U_1 jest coraz większe od U_2. Warstwa graniczna między dwoma ośrodkami jest niestateczną i tworzy się na niej falowanie.

W D. F. S. [21]) przeprowadzono następujące doświadczenie (ryc. 17 *a*). W kanale, nad zabarwioną wodą słoną *I*, umieszczono zwyczajną wodę słodką *II*, i przesuwano na dnie kanału makietkę zapory górskiej w kierunku strzałki jak na ryc. 17 *a*. Nad wewnętrzną powierzchnią nieciągłości tzn. nad linią grubą, ukazywało się na wolnej powierzchni górnego płynu w miejscu *X*,



Ryc. 17.

a = eksperyment wykazujący powstawanie wgłębienia X na powierzchni nieciągłości nad zaporą górską. X jest początkiem falowań na inwersji (cienka linia ciągła). b, c, d = stadia rozwojowe niestatecznych falowań grawitacyjnych wymuszonych zaporą górską w wypadku, gdy szybkości dolnego i górnego wiatru są pierwotnie sobie równe. e = jedno z ewentualnych tłumaczeń zaniku fal stojących za zaporą górską. Na szkicu przedstawiony jest wzrost amplitud i długości fal z wysokością, i wynikający z tego zanik fali pośredniej (linia gruba); dla fal kreślonych cienko, przyjęto stopniowy zanik falowania za zaporą górską na skutek tarcia wewnętrznego i tarcia o teren.

małe zagłębienie. Jeśli nad tą powierzchnią byłyby dalsze cząstki płynu, zagłębiłyby się one także (linia kropkowana). Z eksperymentu widocznym jest, że w górnym płynie powstaje impuls do falowania. Przy zmianie profilu makietki i przy zmianie nachylenia stoku zawietrznego makietki, falowanie górnej powierzchni wody zawsze występowało.

Przyjmijmy teraz dwie warstwy powietrza o różnych szybkościach, oddzielone od siebie inwersją (ryc. 17 *b*). Nad zaporą górską dostaniemy zwiększenie szybkości wiatru (ryc. 17 *c*) i wklęśnięcie inwersji. Skok wiatru rośnie, wklęśnięcie też. Za zaporą, szybkość warstwy dolnej maleje (wir zawietrzny), czyli szybkość górnej warstwy jest względnie większa. Jest to powód do wybrzuszenia się inwersji w górę, czyli do powstania grzbietu fali.

Jeśli skok wiatru (U_1—U_2) jest tak mały, że we wzorze (15) wyrażenie pod pierwiastkiem pozostaje dodatnim, fala jest stateczną. Zależnie od stosunku szybkości przenoszenia się fali do szybkości wiatru, dostajemy wtedy obrazy ryc. 15 *a* lub 15 *b*. W przypadku szczególnym, gdy szybkość fal zrówna się z szybkością wiatru, fala stateczna będzie dla obserwatora z ziemi przenosić się z szybkością wiatru.

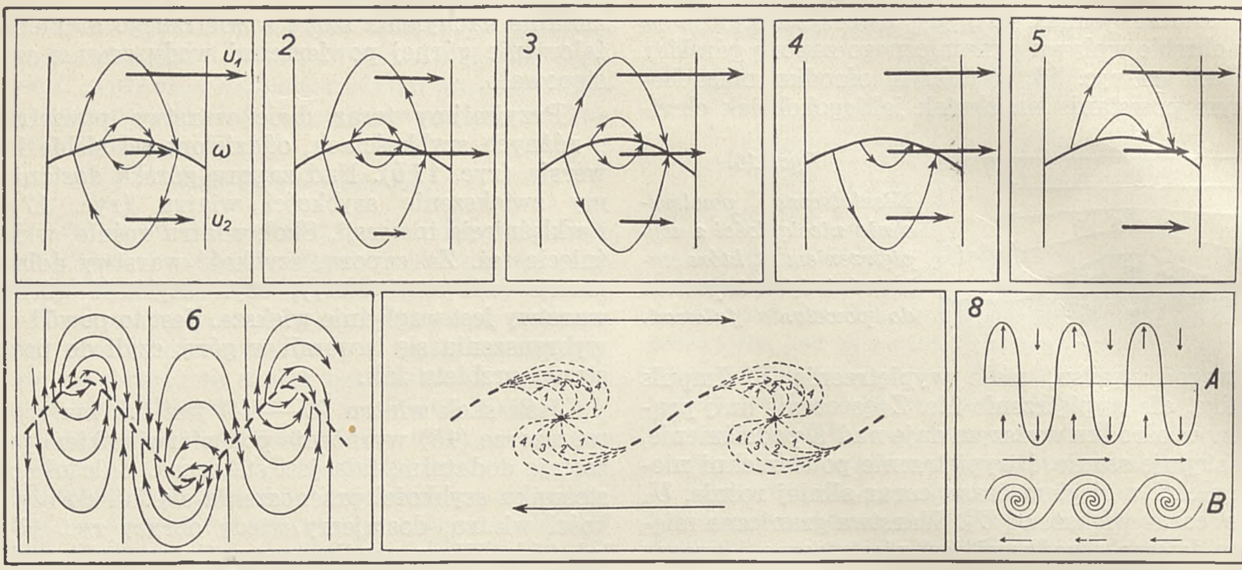
Jeżeli jednak miejscowy skok wiatru nad zaporą górską jest dostatecznie duży, to powstaje fala niestateczna, której amplituda i długość rosną z wysokością (ryc. 17 *d*). Wtedy szybkość przenoszenia się fali jest równa szybkości wiatru i dla obserwatora z ziemi fala jest stojącą. Inaczej mówiąc, *stojące fale* tak stateczne jak i niestateczne *powstają wtedy, gdy szybkość wiatru osiąga wartość krytyczną równą szybkości przenoszenia się fal.* Jeżeli źródłem powstawania fali jest zapora górska, to fale powstają bezustannie, tak, że w miejsce jednego systemu unoszonego przez wiatr pojawia się natychmiast system następny, czyli fala jest stojącą.

Ryc. 17 *e* przedstawia jedną z możliwości zanikania stojących fal za zaporą górską. Przyjmijmy, że tak w niższych jak i wyższych partiach atmosfery, falowania na skutek tarcia wewnętrznego, w pewnej odległości za zaporą górską zanikają. W partii niższej mamy dodatkowo tarcie o dno ziemi. Nad to przyjmijmy, że fale w wyższych warstwach są dłuższe i mają większą amplitudę. Złożenie takich dwu fal daje falę narysowaną grubą linią na ryc. 17 *e*. Widzimy, że zanik fal jest szybki a stoki fal niesymetryczne.

Wysokość inwersji nad zaporą górską może być różna. Ryc. 14 przedstawia wypadek, kiedy inwersja leży w zasięgu terenowego opływu góry, i kiedy system prądów falowych i system prądów terenowych wzajemnie składają się. Oba systemy mogą jednak istnieć *niezależnie* od siebie, na skutek tego, że powierzchnia sfalowana leży bardzo wysoko (n. b. taki wypadek jest *dla lotu szybowcowego niekorzystny, gdy utrudnia przedostanie się w rejon ruchów falowych*).

Odmiana niestateczności kiedy pierwotnie $U_1 = U_2$, zdaje się często zachodzić w atmosferze. Jeśli w jakiejś warstwie o jednolitej translacji pojawi się nagle bardzo drobna nawet nieciągłość gęstości i wiatru, to nieciągłość ta wcale nie znika z ustaniem impulsu, który spowodował nieciągłość. Przeciwnie, nieciągłość gęstości i wiatru stale wzrasta i powstaje fala niestatecz-

[21]) Externbrink: l. c. 4.



Ryc. 18.

1—5 = przemieszczanie się zaburzenia falowego na grzbietach fal statecznych. Szybkość obserwatora jest U_1 względnie U_2. 6 = linie prądów fal niestatecznych. Szybkość obserwatora = szybkości fal = szybkości wiatru. 7 = stopniowe przewalanie się powierzchni nieciągłości fal niestatecznych, notowane przez obserwatora przesuwającego się z falą. 8 A = powierzchnia nieciągłości fal statycznie niestatecznych, 8 b = dynamicznie niestatecznych. Szybkość obserwatora = szybkości fal = szybkości wiatru. Według Bjerknesa.

na, dająca prądy pionowe mogące być wykorzystane do lotu (motyle). Po pewnym czasie inne, zewnętrzne i wystarczająco silne przyczyny mogą takie falowanie zniszczyć, ale na ogół utrzymuje się ono bardzo długo. Tego rodzaju poziome mikro-falowania niestateczne, dają według R a y l e i g h'a falowy charakter trzepotania się żagli, flag itd.

Reasumując można powiedzieć, że fale grawitacyjne — inercyjne typu wzoru (15) są niestateczne, gdy

1) λ maleje (fale krótkie),
2) ΔU rośnie (duży skok wiatru),
3) $\Delta \varrho$ maleje (słabe inwersje).

Podana poprzednio tabl. IV uwzględnia szybkości przenoszenia się fal grawitacyjnych statecznych. W tablicy tej mamy pozycje puste, które odnoszą się do wypadków niestateczności. Są to wypadki, w których inwersja jest tak mała, że dany skok wiatru powoduje już niestateczność. Z tabl. IV widzimy, że przy $\Delta U = 10$ *m/sek*, inwersja $0^0 2$ na 2 *km* daje już falę niestateczną.

Jak widzimy niestateczność fal może być wywołana rozmaitymi kombinacjami warunków. Bez względu jednak na przyczynę, która wywołuje bezpośrednio niestateczność, zjawisko to jest bardzo ważne, gdyż fale niestateczne występują w atmosferze rzeczywistej bardzo często. Cała bjerknesowska teoria powstawania zniżek barometrycznych jest oparta na tym założeniu. Teoria ta przyjmuje jak wiadomo niestateczne falowanie poziome, o długości fali kilku tysięcy *km*. Jeśli idzie o mniejsze, ale już pionowe fale niestateczne, to np. E x t e r n b r i n k podaje, że przy alpejskim fenie (tzn. przy warunkach silnych ruchów falowych) obserwuje się te same mniej więcej szybkości wiatrów w poziomach inwersyjnych, ale góry sprawiają, że fale stają się niestateczne. O jeszcze mniejszych tego rodzaju falowaniach tzn. o mikro-falach niestatecznych, nie wiemy dotychczas zupełnie nic. Tymczasem fale te mogą mieć olbrzymie znaczenie dla turbulencji atmosferycznej, warunków lotu ptaków, motyli itd. Pewien pośredni rząd wielkości fal niestatecznych musi mieć z pewnością duże znaczenie i dla lotu konstrukcyj lotniczych.

Linie prądów.

Rozważmy teraz linie prądów na falach statecznych i niestatecznych. Kształt tych linij jest w obu wypadkach taki sam, ale skierunkowanie linij prądów inne.

W falach statecznych, translacja ośrodka i szybkość własna fal są różne, to też i przemieszczanie się zaburzenia względem zasadniczego ruchu prostolinijnego jest różne. *Obserwator poruszający się z szybkością U_1 lub U_2*, zanotuje w swoim ośrodku takie przemieszczanie się zaburzenia falowego, jak to przedstawia ryc. 18 - 1 do 18 - 5. Są to wszystkie możliwe kombinacje ω z U_1 i U_2:

Ryc. 18 - 1) zaburzenie przenosi się tylko z wiatrem,
18 - 2) zaburzenie przenosi się także pod wiatr,
18 - 3) zaburzenie przenosi się w górnej warstwie tylko z wiatrem, w dolnej także pod wiatr,
18 - 4) zaburzenie w górnej warstwie jest dla obserwatora nieruchome,
18 - 5) zaburzenie w dolnej warstwie jest dla obserwatora nieruchome.

W wypadku 4, warstwa wyższa przenosi się jako ciało stałe, a falowanie w warstwie dolnej może być rozważane jako wymuszone przez pofalowaną, zestaloną powierzchnię nieciągłości, będącą w ruchu względem warstwy niższej. Odwrotnie mamy w wypadku 5.

Nieruchomy obserwator z ziemi, zanotuje na grzbietach fal w wypadku ryc. 18 - 1 do 18 - 5, co następuje:

Ryc. 18 - 1) wypiętrzenie (por. ryc. 15 *a*),
18 - 2) wklęśnięcie (por. ryc. 15 *b*),
18 - 3) nad grzbietem fali wypiętrzenie, pod grzbietem zaklęsłość,
18 - 4) falę nieruchomą w górnym ośrodku,
18 - 5) falę nieruchomą w dolnym ośrodku.

Ryc. 18 - 6 przedstawia linie prądów dla *fal niestatecznych*. Obserwator porusza się wtedy z szybkością przenoszenia się fal. Fale jednak nie są dla niego nieruchome, ponieważ z biegiem czasu rosną. W rezultacie obserwuje on falę stojącą z liniami prądów jak na ryc. 18 - 6.

Weźmy w końcu wypadek, kiedy *obserwator porusza się z szybkością fal*. Posuwając się z falą stateczną stwierdza, że linia fali jest sisnusoidą niezmieniającą się z biegiem czasu. W falach niestatecznych, jest to w chwili powstania falowania sisnusoida, która następnie zawirowuje się, stając się coraz bardziej asymetryczną i przybierając kolejno profile 1, 2, 3, 4, przedstawione na ryc. 18 - 7. Na ryc. 18 - 8 mamy wreszcie przedstawioną różnicę zachowania się powierzchni nieciągłości w wypadku statycznej niestateczności *(A)* i dynamicznej niestateczności *(B)*. Statyczna niestateczność daje pionowe przemieszczania się mas lekkich w górę, mas ciężkich w dół. Dynamiczna niestateczność stwarza między dwoma ośrodkami przejściową warstwę wirów.

Wyniki doświadczeń.

Jak wspomniałem już, nie ma dotychczas prawie zupełnie pomiarów nad pionowymi ruchami falowymi atmosfery. Poszczególne zaś wypadki, gdzie fale takie zmierzono, interpretowane są w sposób zgoła sprzeczny.

Tak np. Externbrink z D. F. S., na podstawie nielicznych pomiarów aerologicznych u podnóża północnych stoków Alp, podaje następujące dane:

1. Przy wietrze *S—SW* o szybkości 10 *km/h* do 50 *km/h* tworzą się nad Alpami falowe chmury terenowe widoczne naprzód w poziomie *Ci*.

2. Jeśli wiatr przekracza 50 *km/h*, długość fal przedłuża się i fale wysuwają się poza Alpy, na północne przedgórze. Przy słabym wietrze długość fal skraca się.

3. Fale te są sumą z terenowego pola prądów pionowych Alp i wymuszonych fal grawitacyjnych niestatecznych.

4. Fale są niesymetryczne: ich stok napływowy jest pochylony stromiej, stok zawietrzny łagodniej (ryc. 14).

Wręcz coś przeciwnego podaje Küttner dla zjawiska Moazagotlu gór Riesengebirge. Według niego:

1. Fale są symetryczne, nachylenia stoków takie same (ryc. 7 i ryc. 9 u dołu).

2. Długość fal waha się od 4 do 10 *km*, średnio wynosi 7—8 *km*.

3. Fale są czysto grawitacyjne; pole prądów pionowych przeszkody nie wpływa na nie zupełnie.

Schematy opływowe podawane przez Georgii'ego, Externbrink'a i Küttner'a są też tak różne, że od razu widzi się, jak dowolnie — z braku liczniejszych obserwacyj — traktuje się to zagadnienie. Tak np. Georgii prowadzi linie prądów zupełnie za profilem terenu (ryc. 13). Externbrink tylko częściowo, uwzględniając przy tym wolne falowania tylko na większych wysokościach (ryc. 14), a Küttner nieuwzględnia zupełnie terenu i prowadzi falowania przez całą troposferę (ryc. 9, u dołu).

Mimo to wydaje się, że ostateczne rozwiązanie zagadnienia atmosferycznych ruchów falowych nastąpi bardzo szybko. Tak ważna dla szybownictwa i dla lotnictwa motorowego kwestia stałych i silnych ruchów pionowych sięgających czasami aż do granicy stratosfery, zostanie wyjaśniona zapewne w niedługim czasie, i to w sposób niewątpliwy, a mianowicie na drodze eksperymentu lotniczego w wielkim laboratorium atmosfery. Czołowe wyczyny szybowcowe mają już od dawna charakter wybitnie poszukiwawczy, a wyniki tych lotów, z których każdy niemal jest lotem doświadczalnym torowały niejednokrotnie drogę rozmaitym zagadnieniom lotnictwa motorowego.

Mgr WŁODZIMIERZ TYLCZAK

Kilka słów o warunkach termicznych szybowiska na Sokolej Górze

Notice concernant les conditions thermiques du terrain du vol à voile de Sokola Góra

D'après les cartes de nébulosité, dessinées de sondages aérologiques, l'auteur établit les positions des traces de *Cu* pendant des vents différents (fig. 1). La sommation des cartes de nébulosité, causée par les *Cu*, est représentée sur la fig. 2, où les aires pointillés indiquent le manque permanent des *Cu*. Sur la fig. 3 nous trouvons les traces des vols à voile rassemblées, et la fig. 4 présente les conditions des vols dans les secteurs particuliers à 30 degrés. Sur la fig. 5 les cheminées thermiques fixes, se trouvant dans la proximité de Sokola Góra, sont marquées par des anneaux noirs.

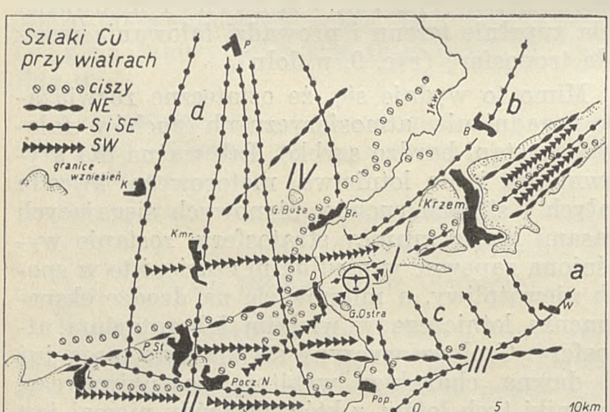
*

Plusieurs emagrammes rassemblées sur la fig. 6, démontrent le fait, qu' à la hauteur de 100—300 *m* au dessus des cimes des montagnes de Krzemieniec, dans les conditions thermiques (emagrammes nr *3 a, b, c, e; 7 a, f, c*), de même que dans les conditions fort venteuses (emagrammes *6 a, b, d*) — il se développe une couche d'inversion, d'isothermie ou bien celle d'un faible gradient. Cette couche constitue le plus fréquent plafond des vols thermiques et venteux. Les emagrammes nr 7., 3., et 1. démontrent que la couche mentionnée se fait fort remarquer dans les heures matinales avancées, et ne disparaît que vers midi.

Stosunki zachmurzenia przez *Cu*.

W sierpniu 1938 r., I. T. S. M. rozpoczął prace nad zdjęciem aerologicznym okolic szybowiska na Sokolej Górze koło Krzemieńca[1]). Zebrany w sierpniu i wrześniu 1938 materiał ze wzlotów aerologicznych, jest na razie nieliczny (7 wzlotów, 19 sondaży). Udało się jednak zebrać obszerne dane o zachmurzeniu cumulusowym. Podczas lotów, a także z wieży obserwacyjnej wykreśliłem 25 map zachmurzenia okolic Sokolej Góry. Mapy, które obejmują obszar w promieniu 60—70 *km* od szybowiska, kreślone były tylko przy pogodzie cumulusowej, a sprawozdania z przelotów szybowcowych, uzupełniły obraz stosunków zachmurzenia.

Cu występujące w najbliższej okolicy szybowiska (10—15 *km*) mają w większości wypadków tendencję do układania się wzdłuż



Ryc. 1.

Występowanie łańcuchów i szlaków Cu w pobliżu szybowiska na Sokolej Górze.

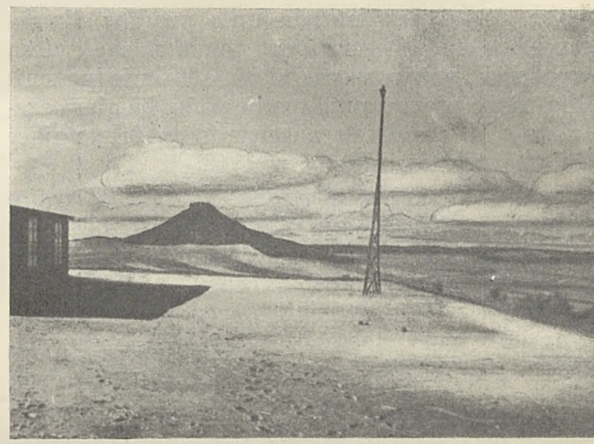
pewnych linij (ryc. 1). W ten sposób powstają przy słabych wiatrach górnych uliniowania, które nazywamy *łańcuchami*, a przy silniejszych wiatrach *szlakami Cu*. Jak widać z ryc. 1 szlaki *Cu* pokrywają się z charakterystycznymi liniami terenowymi z tym, że notujemy występowanie szlaków nie tylko nad brzegami kraju górzystego i grzbietami wzgórz (obszar I i II, ryc. 1), ale także nad krajem lekko sfalowanym (obszar III i IV).

[1]) Szybowisko Sokola Góra: 50° 04′ *N*, 25° 38′ *E*. *H* startu szybowcowego na Sokolej: ca 393 *m* nad poziom morza. *H* lądowiska motorowego: ca 275 *m* nad poziom morza.

1. Szlaki *Cu*.

Zsumowanie poszczególnych map zachmurzenia pozwoliło mi wydzielić następujące obszary termiczne i atermiczne (ryc. 1):

Obszar I. Pasmo Gór Krzemienieckich (o wzniesieniach względnych około 180 *m*) cechuje się częstym występowaniem *Cu* przy prawie wszystkich kierunkach wiatrów i uliniowaniem *SW—NE*, bez względu na kierunek wiatru. Szlak ten był niejednokrotnie wyzyskany do przelotów, kończących się niestety tuż przy granicy rosyjskiej. Wciśnięta w to pasmo dolina miasta Krzemieńca wykazuje ciekawą atermiczność, z wyjątkiem pogody bezwietrznej i pogody przy wiatrach *NE*.



Fot. 1.

Szlaki Cu nad Poczajowem w kierunku na S od Sokolej Góry. W głębi Góra Ostra.

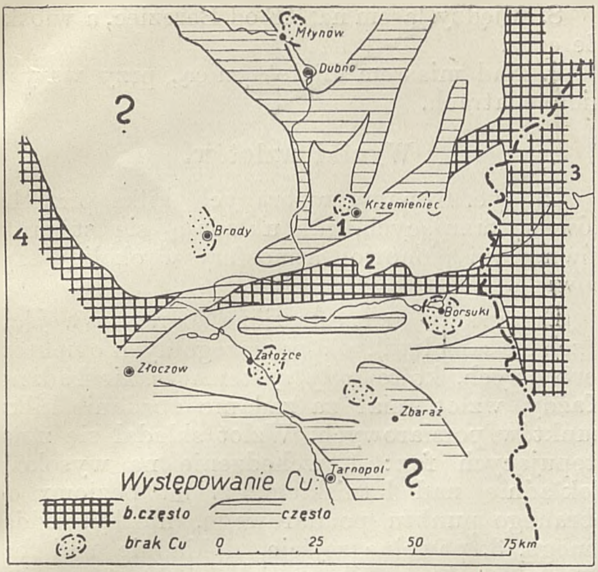
Obszar II. Okolica Poczajowa jest drugim ośrodkiem, gdzie już od bardzo wczesnych godzin rannych obserwujemy całe ławy *Cu*, ciągnące się równoleżnikowo, wzdłuż wzniesień, najczęściej na *S* od miasta, o kierunku *W—E* (fot. 1).

Obszar III. Przestrzeń między Popowcami (*Pop.* na ryc. 1), a Wielkiem (*W* na ryc. 1) cechuje się uliniowaniem *Cu* przy wiatrach *SE*, *NE* i ciszy.

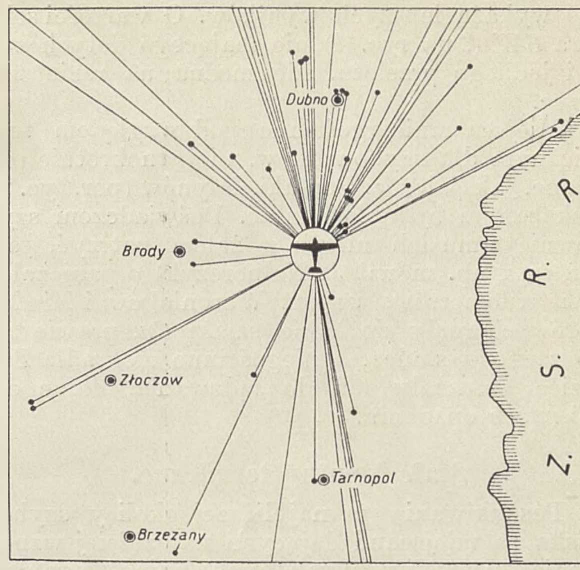
Obszar IV. Teren na *N* i *NW* od Sokolej wyzyskany wielokrotnie do przelotów docelowych na Równe, Łuck, Dubno i t. d. jest silnie termiczny. Stałe szlaki *Cu* przy wiatrach *S* i *SE* układają się wtedy na wschód i zachód od Góry Bużej, idąc: jeden na Werbę i Dubno, a drugi na Smordwę i Łuck.

Bardzo ciekawie przedstawia się zachmurzenie na Sokolej. Podczas napływu *Cu* z kierunków południowych, poszczególne osobniki omijają główny start szybowcowy, umieszczając się od niego tuż na *E*, nad lasem, i dalej wzdłuż Gór Krzemienieckich, przy czym między Sokolą, a Górą Ostrą pozostaje przestrzeń bezchmurna, dająca dobre wznoszenia. Przy innych kierunkach wiatru i ciszy, zjawisko to bardzo często powtarza się.

Szlaki i łańcuchy *Cu* przy wiatrach *S* i *SE* mają tę samą właściwość, która została stwier-



Ryc. 2.
Częstość występowania Cu, na podstawie map kreślonych z wysokości 1000 m i obserwacyj dolnych, ? = obszary, z których brak danych o zachmurzeniu.



Ryc. 3.
Kursy i miejsca lądowań przelotów szybowcowych ze Sokolej Góry na obszarze odpowiadającym rys. 2 (przeloty od 1936 do IX. 1938).

dzona w Beskidach Śląskich [2]). Mianowicie jak to widać z ryc. 1, *Cu* tworzą przy tych wiatrach uliniowania prostopadłe do kierunków wiatru (obszar *a*, *b*), oraz uliniowania zgodne z kierunkiem wiatru (obszar *c*, *d*).

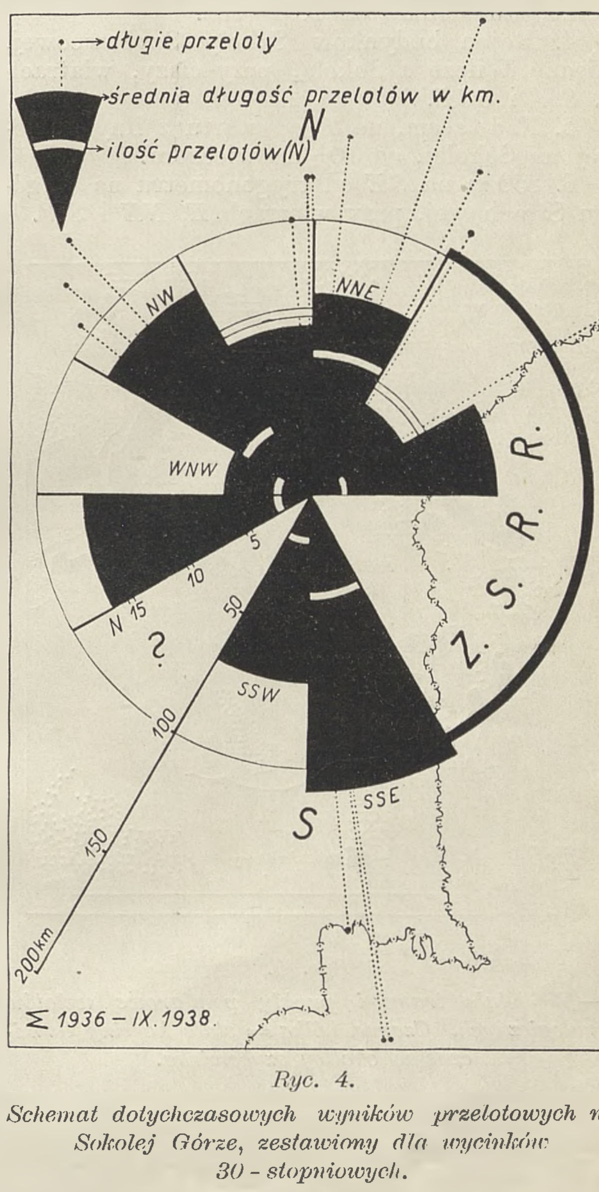
2. Częstość występowania *Cu*.

Z ryc. 2 widać, że mapę szybowcową Polski [3]) możnaby uzupełnić w okolicy Sokolej Góry następującymi dobrymi trasami przelotowymi:

1. trasa wzdłuż Gór Krzemienieckich,
2. trasa wzdłuż rzeki Horyń (nieco na *N* od niej),
3. bardzo ładna trasa idąca wzdłuż granicy polsko-rosyjskiej,
4. trasa idąca wzdłuż Nadbuża.

Ryc. 3, obrazuje przeloty na tym samym obszarze co ryc. 2 i wykazuje, które z tras ryc. 2 zostały wykorzystane w dotychczasowych przelotach szybowcowych ze Sokolej Góry.

Ryc. 4 pozwala zorientować się, jak w poszczególnych wycinkach 30-stopniowych przedstawiają się osiągi przelotowe ze Sokolej Góry, za okres 1936 — IX. 1938. Widzimy, że niektóre sektory są kompletnie nie wyzyskane, np. 4 wschodnie (objęte grubą linią) z powodu bliskości granicy Z. S. R. R. Dla sektorów *NNE*, *NW*, oraz *SSE* można śmiało przewidzieć daleko lepsze wyniki, sądząc po dotychczasowych długich przelotach. Sektor *WNW* (zapora atermiczna okolic Brodów), oraz sektor *SSW* (zapora atermiczna okolic Załoziec) prawdopodobnie



Ryc. 4.
Schemat dotychczasowych wyników przelotowych na Sokolej Górze, zestawiony dla wycinków 30-stopniowych.

[2]) A. Kochański: O regionach termiki atmosfery na Śląsku. Komunikat Instytutu Geofizyki i Meteorologii U. J. K., Nr 115 (Lwów 1937). Rys. 2 na str. 145.

[3]) Dr A. Kochański: Mapa Rzeczypospolitej Polskiej z nadrukiem dla celów szybowcowych. Wydanie nadruku I, prowizoryczne (1938). Wydawca I. T. S. M. (Lwów).

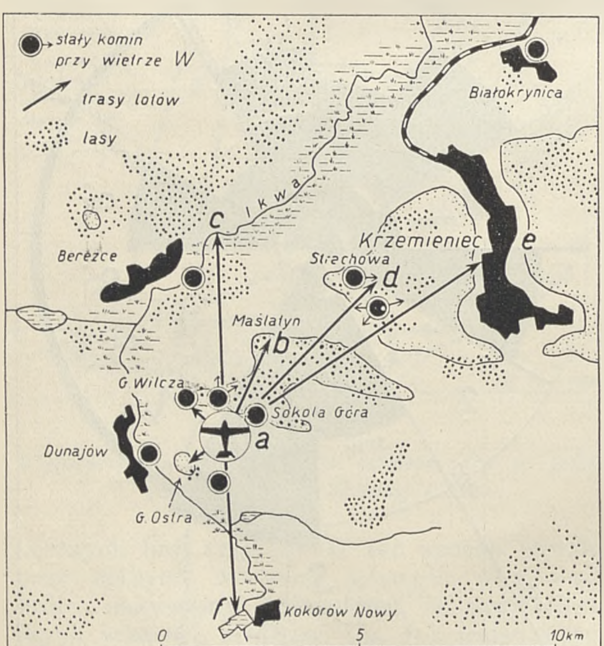
nie wykażą lepszych wyników. O wartości sektora *SW* (? na ryc. 4) nie mającego dotychczas ani jednego przelotu, nie można na razie nic orzec.

Miejsca mniej gościnne pod względem termicznym dla szybowników, niejednokrotnie poznane, jak Założce, Borsuki, Młynów (por. ryc. 2) wskazanym by było omijać. Doświadczeni szybownicy musieli nieraz z żalem patrzyć, jak tuż (tak np. mówił J. Nalborczyk) o parę zaledwie kilometrów, wzdłuż Woroniaków i Miodoborów ciągnęły się ładne szlaki *Cu*, prawie aż do zachodu słońca, a niegościnne mokradła Załoziec zmuszały ich do lądowania, dając do 3·5 *m/sek* opadania.

Stałe kominy termiczne.

Poszukiwania w najbliższej okolicy szybowiska za miejscami dającymi najczęściej wznoszenia, pozwoliły ustalić następujące ogniska (ryc. 5):

1. *SE* część wzgórza Góry Ostrej (zejście do rzeki Ikwy).
2. Wieś Dunajów, wzdłuż rzeki Ikwy.
3. Zbocze zachodnie Góry Wilczej (rumowisko, studzienka) od $10^h - 15^h$.
4. Rejon budynków Szkoły Szybowcowej, między Wilczą a Sokolą, przy ciszy, wiatrach *S, SW* i *SSE*.
5. Nad lasem, na *E* od startu z liny gumowej na Sokolej, od 10^h do wieczora.
6. 250 *m* na *SE* od trygonometru na wzgórzu Strachowej, przy wiatrach *E*, *NE* i *SW*.



Ryc. 5.

a—f = stałe trasy i punkty pomiarowe wzlotów aerologicznych. Czarne kółka = stałe kominy termiczne w okolicy szybowiska.

7. Cypelek wzgórza Strachowej; prawdopodobnie przeniesiony komin termiczny z piasków lądowiska, przy wiatrach *W* i *WSW*.
8. Między lasem na *SE* od Bereziec, a wioską Bereźce.
9. Nad miastem Białokrynicą, przy wszystkich wiatrach.

Wyniki wzlotów.

Na ryc. 6 mamy wybranych kilka przykładów wykazujących, jak układają się stosunki równowagi pionowej atmosfery w okolicy szybowiska.

Emagramy są zestawione parami (wejście i zejście samolotu), dla poszczególnych obiektów terenowych, które były systematycznie badane. Każdy wzlot miał za zadanie zbadanie kilku punktów pomiarowych. Wzlot składał się z następujących faz: 1. wchodzenie na wysokość dokładnie nad lotniskiem, 2. lot poziomy do obranego punktu pomiarowego, niezbyt oddalonego, 3. powolne zejście, dokładnie nad badanym punktem, do wysokości 20—30 *m* nad nim, 4. wchodzenie na wysokość dokładnie nad tym punktem pomiarowym, 5. lot poziomy do następnego punktu pomiarowego i t. d.

Z przeglądu krzywych temperatur widzimy, że Góry Krzemienieckie wytwarzają 100—300 *m* nad szczytami charakterystyczny pas, w którym występuje jużto inwersja, jużto izotermia, względnie wydatne zmniejszenie gradientu.

Pas ten jest poziomem t. zw. nadszczytowej inwersji gór, stwierdzonej w Beskidach Śląskich [4]).

Inwersję tę obserwujemy:

nad krajem górzystym:

wzloty *3a*, *7a* na ryc. 6, Sokola,
" *3b*, Maślatyn,
" *3e*, Krzemieniec,

nad krajem płaskim:

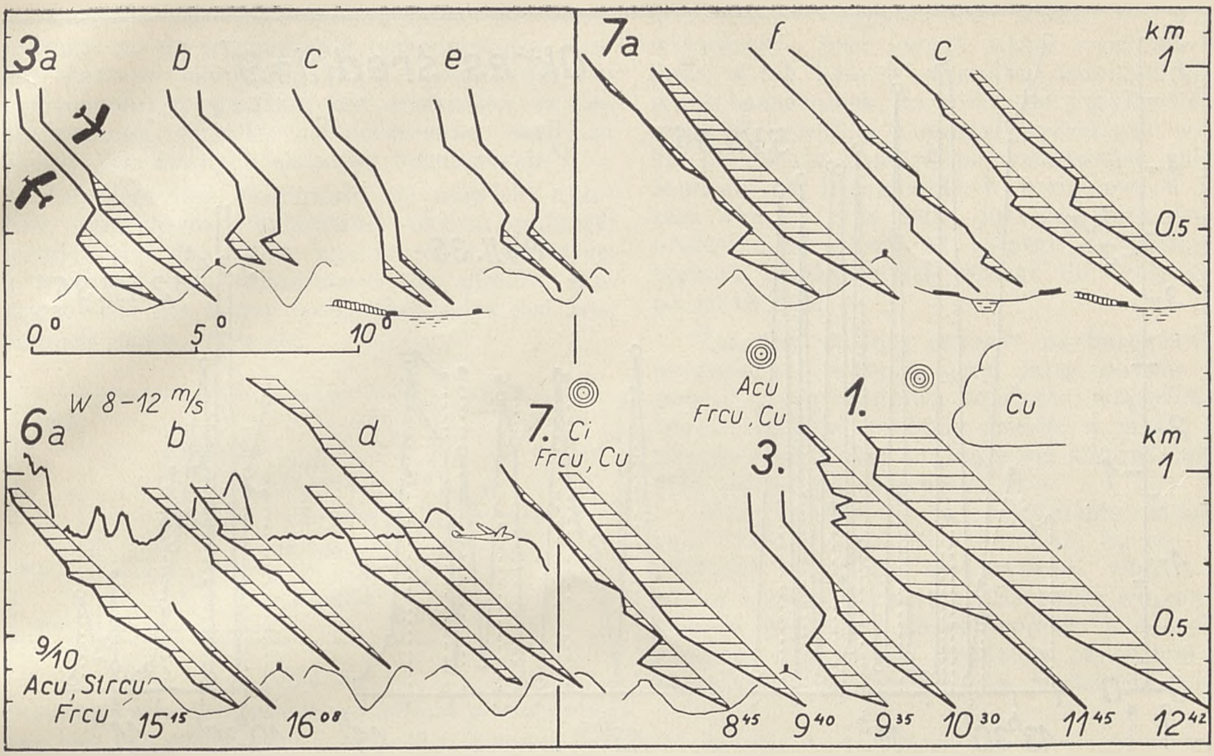
wzloty *3c*, *7c*, bagna rzeki Ikwy,
" *7f*, stawy Kokorowa.

Jak widać z emagramów *3* i *7* inwersja ta nakrywa góry w formie czapy, która obniża się nad krajem nizinnym. Trwa ona prawdopodobnie przez całą noc, a w godzinach porannych zanika.

Wzloty 7, 3 i 1 (w dole ryc. 6, na prawo), obrazują szybkość zanikania inwersji nad szeroką kotliną u stóp Sokolej Góry. Z krzywej wejścia wzlotu 7. widać, że już wcześnie rano (8·45) nagrzana kotlina powoduje silny gradient nadadiabatyczny do wysokości szczytów. Nad szczytami trwa jeszcze jednak 0°8 inwersja, a nad nią druga warstwa izotermiczna. W niecałą godzinę później (9·40) silny gradient przy ziemi utrzymuje się nadal, a inwersja gór zostaje zniszczona przez konwekcję. Dobre warunki widoczne we wzlocie 7, zostały wykorzystane do przelotu szybowcowego 116 *km* rozpoczętego niedługo po wylądowaniu samolotu pomiarowego.

We wzlocie *3.* widzimy zmianę inwersji gór na warstwę o słabym gradiencie i podniesienie się tej warstwy. We wzlocie *1.*, słaby gradient nadadiabatyczny, panujący w atmosfe-

[4]) Loc. cit. 2, rys 5 na str. 152 i rys. 8 na str. 155.



Ryc, 6.

Krzywe temperatur i stosunki równowagi pionowej niektórych wzlotów, dla punktów pomiarowych od a do f (patrz ryc. 5). a = Sokola Góra, b = Góra Maślatyn, c = bagna Ikwy, d = Góra Strachowa, e = Krzemieniec. f = stawy Kokorowa NW. Wzlot 1 = 4. IX. 1938, wzlot 3 = 8. IX. 1938, wzlot 6 = 12. IX. 1938, wzlot 7 = 15. IX. 1938.

rze będącej pod wpływem gór do 0·5 *km* zmienia się w godzinę później w silny gradient nadadiabatyczny.

Wzlot *6* dotyczy warunków przy $^9/_{10}$ zachmurzenia, przez *Frcu*, *Stcu* i *Acu* oraz wietrze *W* 8—12 *m/sek.* Są to więc warunki wiatrowe wspomagane, jak to widzimy z emagramów, słabą termiką.

W warunkach tych występuje jak gdyby inwersja gór, ale na wysokości 300 - 400 *m* nad szczytami. Wrysowany między emagramy barogram cztero i pół godzinnego lotu żaglowego, wykazuje, że inwersja ta jest dla prądów pionowych dość silną warstwą zaporową.

Niezmiernie ciekawym jest fakt niskiego pułapu wiatrowych i słabo termicznych lotów żaglowych na Sokolej Górze. Przeważająca większość tych lotów posiada maksymalny pułap 100—400 *m* nad szczytami. Być może, że jest to zasięg wpływu pionowego góry, z drugiej jednak strony, można przypuszczać z dużą pewnością, że wyżej wspomniane 100–400 metrowe pułapy są poprostu wynikiem zaporowej warstwy, stworzonej przez nadszczytową inwersję Gór Krzemienieckich.

W zakończeniu niech mi wolno będzie podziękować Zarządowi Wołyńskiego Okręgu L. O. P. P. i Z. Mikulskiemu, kierownikowi Szkoły Szybowcowej na Sokolej Górze, za umożliwienie przeprowadzenia pomiarów, które posłużyły mi do napisania tych kilku uwag.

Mgr LEON GEŁA

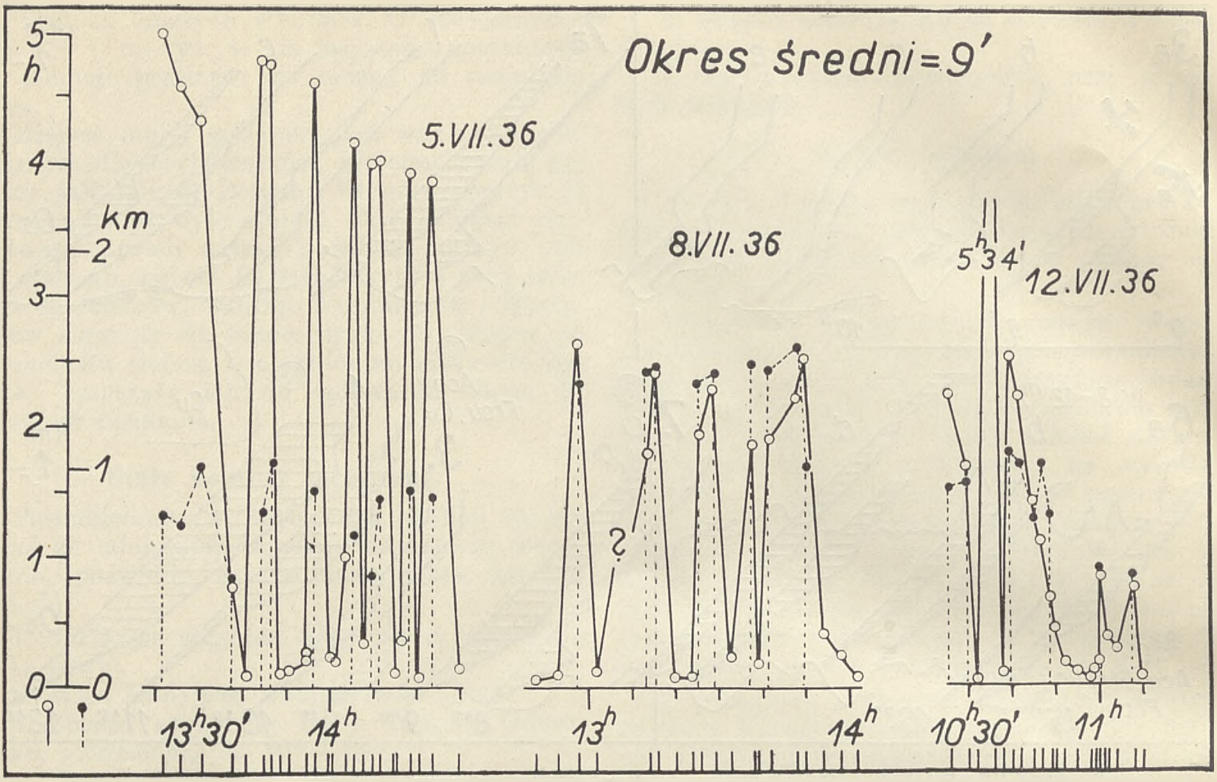
Z zagadnień t. zw. pulsacyj termicznych

Sur les pulsations des courants verticaux thermiques

Pendant le IV-ième Concours Polonais du Vol à Voile (29. VI — 12. VII. 1936, endroit: Ustianowa) il y régnait la thermique d'insolation et les starts des planeurs avaient lieu très souvent et dans les intervalles de quelques minutes. D'après la durée des vols, l'auteur détermine les périodes des pulsations de la thermique.

D'après le protocole des starts (fig. 1) et des barogrammes (fig. 2) on a établi les listes (fig. 3 *a* et 5) où l'on peut voir les maxima toutes les 6 minutes. Fig. 3 *b* démontre quelles peuvent être les distances entre deux *Cu*, et fig. 4 nous en présente de manière schématique ces conditions. Les distances les plus fréquentes sont celles de 5—7 et 10 — 14 *km*. Les chances de la réussite ou nonréussite d'un vol, sont presentées sur la fig. 6.

Les périodes les plus fréquentes des pulsations thermiques ont été trouvées à 6, 12, 18, 24 et 30



Ryc. 1.

Fragmenty trzech dni z IV K. Z. S. U dołu zaznaczono momenty startów. Kółkami oznaczono uzyskane czasy, punktami czarnymi — wysokości.

minutes. D'autres auteurs donnent les périodes de 11 et 22, 10—20, 15—30 minutes. Il paraît que les périodes des pulsations de la thermique d'insolation et celles des *Cu*, doivent être différentes dans les conditions différentes, et qu' il existe une période distincte de 6, 12, 18 etc. minutes.

W niniejszym numerze Lwowskiego Czasopisma Lotniczego znajduje się artykuł A. Kochańskiego p. t. „O krótkookresowym, falowym przebiegu temperatury w wolnej atmosferze do 2000 *m*", w którym autor opisując krótkookresowe zmiany temperatury w wolnej atmosferze wykazuje, że najczęstszy okres tych zmian wynosi 26 minut.

Wywody autora nie odnoszą się wprawdzie do termiki usłonecznienia, a jedynie do odmiany termiki, którą można nazwać falową. Zachodzi jednak pytanie, jakiego rzędu są okresowości w termice usłonecznienia i w termice cumulusowej.

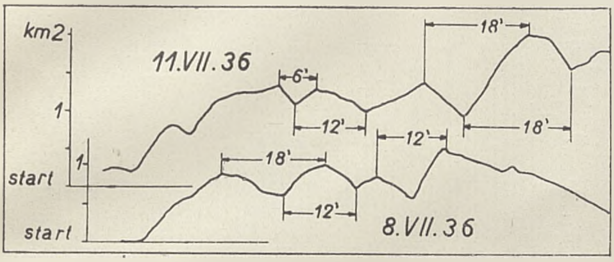
Oczywiście wszelkie rozważania odnośnie okresowości termiki usłonecznienia mogą być rozpatrywane tylko dla niewielkiego terenu, z którego posiadamy dane. Charakter termiki usłonecznienia jest bowiem — jak to dokładnie wiemy — ściśle związany z podkładem terenowym i wyniki każdego badania musi się lokalizować do danego terenu.

Doskonałym materiałem, który może służyć do zorientowania się w okresowości termiki usłonecznienia jest materiał często po sobie następujących lotów szybowcowych. Jeśli np. w ciągu kilku godzin starty szybowcowe odbywają się co 3, 4, 5 itd. minut, to pewna część tych lotów będzie udana, inna nieudana, a odpowiedni wykres (ryc. 1) osiągniętych czasów czy wysokości, wykaże, czy mamy w takich wypadkach jakąś wyraźną okresowość. Dobrym materiałem tego rodzaju są liczne starty podczas zawodów szybowcowych. Wysoki przeciętny poziom pilotów eliminuje wtedy możliwość niewykorzystania okresu dobrych warunków termicznych. Jednym słowem możemy powiedzieć, że na zawodach szybowcowych nieudany lot nie jest wynikiem złego pilotażu, ale jest w większości spowodowany brakiem warunków lotnych.

Materiał z IV K. Z. S., które odbywały się w Ustianowej od 29 czerwca do 12 lipca 1936 nadawał się dobrze do zbadania okresowości termiki usłonecznienia. Podczas tych zawodów panowała prawie niepodzielnie bezwietrzna termika usłonecznienia z bardzo słabymi wiatrami górnymi, usłonecznienie było duże, a zachmurzenie tylko przez *Cu* względnie *Cu cong.* i *Cunb.* Nieliczne ilości startów na warunki wiatrowe, wyeliminowałem z moich rozważań. Starty odbywały się stale ze szczytu Żukowa w Ustianowej (762 *m* nad poziom morza) i stale w kierunku na północ, w dolinę o głębokości 260 *m*. Mieliśmy więc ciągłe oblatywanie atmosfery leżącej nad tym samym podłożem, to znaczy nad stokiem północnym i północną doliną. Cały obszar oblatywany wynosił około 3 km^2. Warunki, które sprawiały udanie się lotu i warunki nieudanych lotów pochodziły z tak małego obszaru, że wyniki lotów można ze sobą w zupełności porównywać.

Materiał ten, jak wspomniałem już wyżej, posłużył mi do wyznaczenia periodyczności między startami lotów udanych i nieudanych. Periodyczności te uważam bez zastrzeżeń za periodyczności termiki usłonecznienia, czyli za okresy tak zwanych pulsacyj termicznych [1]).

Tematem tym zajmowało się niewielu autorów, tymczasem wyznaczenie okresu pulsacyj termicznych ma duże znaczenie w praktyce, a ważności tego zagadnienia dla pilotów szybowcowych nie muszę podkreślać, gdyż jest zrozumiała sama przez się.



Ryc. 2.

Wycinki z dwu barogramek, na których grzbiety i doliny linii lotu oddalone są o ca 6, 12 i 18 minut. Warunki termiczne. Starty na wysokość, bez oddalania się od Ustianowej.

Wykorzystując barogramki, protokół startów i zapiski pogody z IV K. Z. S. zająłem się opracowaniem zagadnienia okresów pulsacyj. Zaznaczam, że zbiór barogramek jest niekompletny, gdyż użyłem ich tylko 37. Barogramki podzieliłem na dwie grupy: 1) z przelotów, 2) z lotów na wysokość, z lądowaniem w Ustianowej.

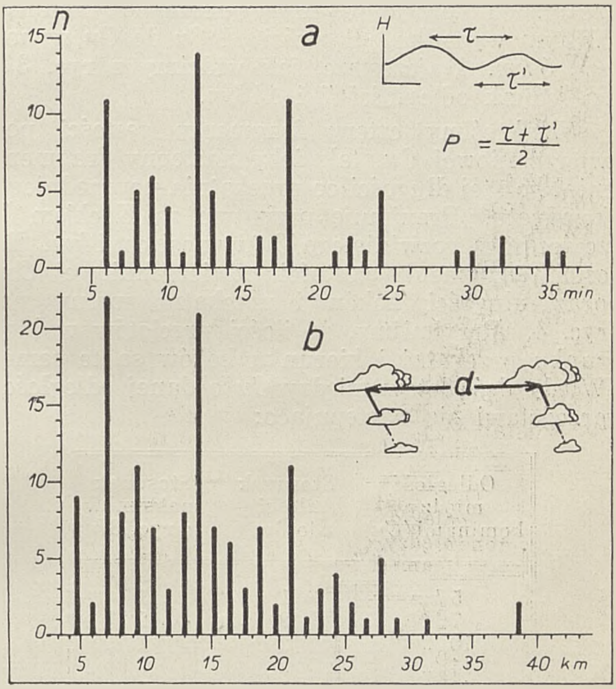
Na barogramkach tych, już na pierwszy rzut oka widoczne było, że odstępy czasowe między dwoma sąsiednimi maksimami lub minimami krzywej lotu są dosyć regularne i wynoszą najczęściej 6, 12, lub 18 minut (ryc. 2). Oczywistym jest, że w lotach czasowych, które odbywały się nad grzbietem Żukowa, periodyczne uzyskiwanie i wytracanie wysokości przez szybowiec było wynikiem pulsatorycznego dopływu prądów pionowych na daną wysokość.

Mierząc więc na barogramkach odstępy czasowe między grzbietami i dolinami krzywej lotu dostaniemy np. 11 wypadków, gdzie odstępy te wynosiły 6 minut, 1 wypadek, gdzie wynosiły 7 minut, 5 wypadków, gdzie wynosiły 8 minut itd. Ryc. 3*a* przedstawia właśnie ilość takich okresów dla odpowiednich przedziałów czasowych. Z ryc. 3*a* widzimy, że najczęstsza ilość wypadków wynosi 6, 12, 18 i 24 minut. Możemy więc twierdzić, że pulsacje termiczne mają okres 6 minut i wielokrotności 6 minut.

Jeśli badamy barogramki z przelotów termicznych, to odległości grzbietów i dolin linii lotu, są odległościami między kominami i studniami, które pilot napotykał na swojej trasie. Naturalnie, że nie każdy napotkany na trasie lotu komin (względnie *Cu*) musiał być w locie wyzyskany. Jeśli jednak straty wysokości były duże, a tak było w wypadku badanych przeze mnie barogramek, to pilot nie ryzykował dalszego planowania, a musiał wyzyskiwać wszystkie po drodze napotykane wznoszenia. Odstępy falowań na barogramkach przelotowych uważam więc za czas lotu, jaki był potrzebny na przebycie odległości od jednego do następnego komina, względnie od jednego do drugiego *Cu* na trasie lotu.

Tak więc odstępy czasowe na barogramkach przelotowych wykażą nam, jaką możemy mieć gęstość powierzchniową kominów, względnie *Cu*. Inaczej mówiąc, możemy znaleźć w jakich odległościach od siebie znajdują się kominy lub *Cu*, podczas termiki usłonecznienia.

Ażeby rozwiązać to zagadnienie musiałem znać średnią szybkość przelotową, na co — jak wiadomo — składa się szybkość własna szybowca i szybkość wiatru. Szybkość własną szybowców przyjąłem na 55 *km/godz* [2]), a szybkość wiatrów w poziomie przelotów określiłem jako 15 *km/godz*, posługując się zapiskami pogody



Ryc. 3.

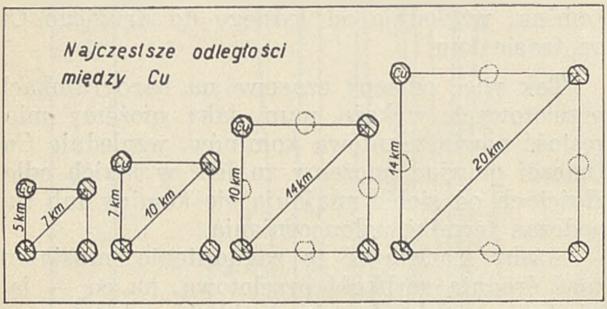
a) IV K. Z. S. Odstępy czasowe między dolinami i grzbietami barogramek z lotów na wysokość (bez oddalania się od Ustianowej); n = ilości wypadków o danym odstępie czasowym. b) Odstępy między dolinami i grzbietami barogramek w km. Zestawienie z barogramek przelotowych.

i sondażami balonikowymi. Jeśli więc założymy, że każdy przelot odbywał się z tylnym wiatrem, to jako szybkość lotu należy przyjąć 70 *km/godz*.

[1]) A. Kochański: Zagadnienie tzw. termiki. Lwowskie Czasopismo Lotnicze 1934, Nr 1, str. 16.

[2]) W IV K. Z. S. brały udział następujące typy szybowców: „Komar“, „CW-5“ i „SG“.

W ten sposób obliczyłem z barogramek odległości między kominami, względnie *Cu*. Wyniki tych przeliczeń mamy na ryc. 3 *b*. Maksima z ryc. 3 *b* są zupełnie te same co maksima z ryc. 3 a, to znaczy, że *Cu* lub kominy termiczne byłyby rozmieszczone najczęściej co 7, 14, 21 i 28 *km*. Mamy więc znowu najczęstsze wartości 7 *km* i jej wielokrotności (14, 21, 28).



Ryc. 4.
Najczęstsze gęstości powierzchniowe Cu na trasach przelotów dokonanych podczas IV K. Z. S.

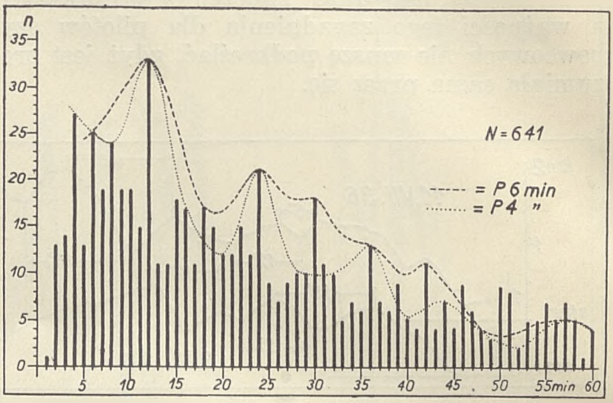
Najkrótsze przedziały czasowe na barogramkach przelotowych wynoszą 4 minuty. W tym wypadku odległości od *Cu* do *Cu* wynoszą 5 *km*. Najczęstsze, jak widzimy z ryc. 3 *b* są jednak odległości 7 i 14 *km*.

Wykreślmy cztery fragmenty gęstości powierzchniowej *Cu*, tak żeby następny fragment miał bok tej długości co przekątnia poprzedniego kwadratu. Przyjmuję przy tym za Koch'em [3]), że średnica rozwiniętego *Cu* wynosi ca 1 *km*. Te cztery fragmenty gęstości powierzchniowej *Cu*, oraz długości boków i przekątni mamy na ryc. 4. Przyjmijmy, że ilości przelotów w kierunku przekątni i kierunku boków są te same. Wtedy ilość lotów między *Cu* o danej odległości przedstawi się następująco:

Odległość między kominami (*Cu*)	Stosunek ilości lotów	Stosunek maksimów z ryc. 3 *b*
5 *km*	1	1
7 „	2	2
10 „	2	1
14 „	2	2
20 „	1	1

Z ryc. 3 i 4, oraz z powyższej tablicy wynika zupełnie jasno, że najczęstsze są takie płaszcze *Cu*, w których odległości między *Cu* wynoszą 5 lub 7 *km* oraz 10 lub 14 *km*.

W celu sprawdzenia tych wyników użyłem protokołu startów IV K. Z. S. jako materiału liczniejszego. Z protokołów tych wybrałem dni bez lotów zboczowych i tylko takie loty, które trwały najmniej 20 minut. Licząc czasy między startami takich lotów otrzymałem zestawienie uwidocznione na ryc. 5. Jak z tej ryciny widać, najliczniejsze ilości startów udanych wypadają na 6, 12, 18, 24 30, 36 i 42 minut po poprzednio udanym starcie. Powtarzają się więc te same co i poprzednio znalezione okresy, będące wielokrotnością 6 minut. Jeżeli się lepiej przyjrzeć tej rycinie, zauważyć można, że okres 6-cio minutowy, choć najwyraźniejszy, nie jest jednak jedynym. Można wyodrębnić drugi okres 4-ro



Ryc. 5.
Zestawienie startów z IV K. Z. S. Ilości wypadków (n) lotów udanych, których start nastąpił 1, 2, 3, 4, itd. minut po locie udanym. Za lot udany uważa się lot trwający najmniej 20 minut.

minutowy, który jest zupełnie wyraźny do 36 minut.

Na ryc. 5 linią przerywaną zaznaczyłem okresy 6-cio minutowe, a okresy 4-ro minutowe zaznaczone są linią kropkowaną.

Znalezione przeze mnie związki mogą mieć znaczenie czysto praktyczne. Zachodzi np. tego rodzaju fakt konkretny: startuje jeden szybowiec i natrafia na silne wznoszenia. Bezpośrednio po nim (tzn. np. po 2 minutach) startuje drugi szybowiec i otrzymuje w tym samym miejscu równie silne wznoszenia. Zachodzi teraz pytanie, czy należy startować natychmiast trzecim szybowcem, czy też przeczekać pewien czas i jak długi czas? Ryc. 6 daje odpowiedź na to pytanie. Na rycinie tej mamy przedstawione prawdopodobieństwo udania się lotu, który nastąpił w 1, 2, 3, 4 itd. minut po locie udanym. *0 min* na ryc. 6 oznacza chwilę startu takiego lotu, który się udał. Krzywa na ryc. 6 wskazuje jakie są szanse udania się lotu, którego start nastąpił 1, 2, 3, 4 itd. minut po wyżej wspomnianym locie udanym. Widzimy, że bardzo duże szanse udania się mają loty, których start nastąpił w 7 i 12 minut po poprzednio udanym starcie. *0,0* skali pionowej oznacza zupełny brak prawdopodobieństwa, liczba *1,0* oznacza 100% szans udania się lotu.

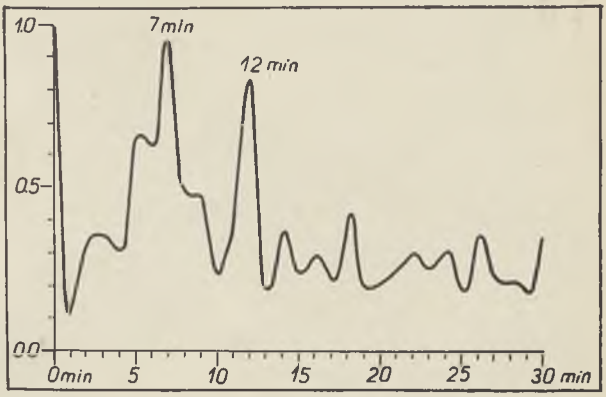
Okresy pulsacyj, znachodzone przez innych autorów były rozmaite. Kochański [4]) posługując się seriami pilotaży balonikowych znachodzi najczęstszy okres 11 i 22-minutowy, zaś

[3]) H. Koch: Aufwindmessungen unter Cumuluswolken. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, t. XIV, str. 226 (1928).

[4]) A. Kochański: Studia nad strukturą atmosfery podczas termiki Cumulusów. Komunikaty Inst. Geofiz. i Meteorol. U. J. K., Nr 109, str. 386 (1936).

Fuchs [5]) okresy 10—20 i 15—30-minutowe dla Niemiec. Również dla Niemiec podaje Maletzke [6]) okres 24-minutowy. Letzmann [7]) obserwując na Łotwie wypiętrzanie i zanikanie wieży gradowej w *Cunb* znalazł okres 20-minutowy, okres zaś 12-minutowy znalazł Kopp [8]) czyniąc obserwacje nad wypiętrzaniem się i zapadaniem szczytów *Cu.* Abe [9]) posługując się zdjęciami filmowymi znalazł 11-minutowy okres wzrostu *Cu* w Japonii, w okolicy wulkanu Fudżi.

Jak więc z powyższego widać okresy pulsacyj termiki usłonecznienia są bardzo różne jak i różnymi są warunki terenowe i termiczne. Jednakowoż zdaje się być zupełnie pewnym, że przy niezmienionych warunkach pulsacje ter-



Ryc. 6.

Prawdopodobieństwo udania się lub nieudania się lotu, którego start nastąpił 1, 2, 3, 4, itd. minut po locie, do którego wystartowano w momencie 0 min. 0,0=brak prawdopodobieństwa, 1,0=prawdopodobieństwo 100 %.

miki usłonecznienia na danym terenie odbywają się w stałych okresach i że wszędzie istnieje okres 6-minutowy, lub wielokrotności 6 minut.

[5]) O. Fuchs: Bodenwasser und thermische Konvektion. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, t. XX, str. 174 (1933).

[6]) W. Erdbrügger, R. Maletzke u. E. Steinhoff: Untersuchung thermischen Vertikalbewegungen über der Ebene mittels Segelflugzeug. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, t. XXI, str. 169 (1934).

[7]) J. Letzmann: Cumulus-Pulsationen. Meteorologische Zeitschrift 1930, str. 236.

[8]) W Kopp: Merkwürdige dynamische Vorgänge bei benachbarten stationären Cumuli. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, t. XX, str. 281 (1933).

[9]) M. Abe: Cinematografic Studies of Rotatory Motion of a Cloud Mass near Mt. Fuji. Geophysical Magazine, 1928, str. 211.

Wydawca: LAPL i ITSM. Pierwsza Związkowa Drukarnia, Lwów, Lindego 4.

Pierwsza Związkowa Drukarnia we Lwowie, ul. Lindego 4.